

Anwendung ultrakurzer Lichtimpulse in der digital-holographischen Interferometrie

Digital-holographische Hochgeschwindigkeitsinterferometrie mit
ultrakurzer Belichtungszeit zur zeitaufgelösten Bewegungsanalyse im
Einzelimpuls-Zwei-Wellenlängen-Verfahren

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades

d o c t o r r e r u m n a t u r a l i u m

(Dr. rer. nat)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Dipl.-Physiker Thomas Hansel

geboren am 20.01.1975 in Rüdersdorf/Bl.

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:

Prof. Dr. Dr. h.c. Christoph Marksches

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:

Prof. Dr. Lutz-Helmut Schön

Gutachter:

1. Prof. Dr. Thomas Elsässer
2. Prof. Dr. Werner Jüptner
3. Prof. Dr. Oliver Benson

Tag der mündlichen Prüfung: 10. August 2010

Meiner Familie

Abstract

This work deals with the digital holographic interferometric two-wavelength contouring of very fast moving objects and develops with the digital single pulse multi-wavelength holography a novel approach of digital holographic recording and analysis, using an ultrashort pulse laser source.

The development of several methods to shape the spektral signature of an high power ultrashort pulse laser source provides the precondition for a two-wavelength contouring of highly dynamic objects for the first time. The intrinsically short exposure time shorter than a picosecond makes the system stable regarding external impacts. So a customized light source is available to adapt the digital holographic interferometric analysis to the measuring task.

For the simultaneous recording the spektral different holograms are spatially separated in novel interferometric setups by the especially developed principle of polarization encoding and stored with two synchronized cameras for the first time. The digital holographic single pulse multi-wavelength interferometry combines the numeric routines of reconstruction and phase evaluation that make a two-wavelength contouring possible using more than one camera.

The novel approach is successfully demonstrated on several dynamic microsystems. Evaluating the spectral phase difference for objects in reflection an accuracy of $2\text{ }\mu\text{m}$, which corresponds to the twentieth of the realized synthetic wavelength, could be achieved. In a digital holographic high speed contouring in transmission a frame rate higher than 0,4 kHz was achieved for the first time and the interferometric range of unambiguity was extended larger than sixty times the optical wavelength.

Furthermore, the developed digital holographic single pulse multi-wavelength interferometry is not limited to the evaluation of two wavelength. The principles of the method allow to perform digital four-wavelength holography. Future a contouring with an accuracy of 10 nm over the unambiguous interferometric range of several $10\text{ }\mu\text{m}$ and the investigation of processes on a picosecond time scale will be possible.

Keywords:

Digital Holography, Multi-Wavelength Interferometry, Ultrashort pulse laser, Micro-Electro-Mechanical Systems

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die digital-holographisch-interferometrische Zwei-Wellenlängen-Formerfassung sehr schnell bewegter Objekte behandelt und dafür unter Nutzung einer Ultrakurzpuls-Laserquelle mit der digitalen Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Holographie ein neuartigen Ansatz der digital-holographischen Aufnahme und Auswertung entwickelt.

Mit der Entwicklung spezieller Methoden zur Formung der spektralen Signatur einer Ultrakurzpuls-Laserquelle hoher Leistungsdichte wurde zum ersten Mal die Voraussetzung für eine Zwei-Wellenlängen-Formerfassung hochdynamischer Objekte geschaffen. Die intrinsisch kurze Belichtungszeit unter einer Pikosekunde macht das Verfahren absolut stabil gegenüber Umwelteinflüssen. Damit steht eine maßgeschneiderte Lichtquelle zur problemangepassten digital-holographisch-interferometrischen Analyse zur Verfügung.

Für die simultane Aufnahme werden die spektral verschiedenen Hologramme mit einem eigens entwickelten Prinzip der Polarisationskodierung in neuartigen interferometrischen Anordnungen räumlich getrennt und zum ersten Mal mit zwei synchron laufenden Kameras gespeichert. Mit den in der digital-holographischen Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Interferometrie zusammengefassten numerischen Routinen zur Rekonstruktion und Phasenauswertung wird eine Zwei-Wellenlängen-Formerfassung mit mehreren Kameras möglich.

In Anwendung des neuartigen Verfahrens an verschiedenen dynamischen Mikrosystemen konnte eine Genauigkeit von einem Zwanzigstel der erzeugten synthetischen Wellenlänge, bei der Auswertung der spektralen Differenzphase an Objekten in Reflexion erreicht werden. In einer digital-holographischen Hochgeschwindigkeitsformerfassung in Transmission wurden erstmals Bildfolgefrequenz von mehr als 0,4 kHz erreicht und der interferometrische Eindeutigkeitsbereich auf mehr als das 60-fache der optischen Wellenlänge ausgedehnt.

Es wurden die Voraussetzungen für eine digitale Vier-Wellenlängen-Holographie geschaffen. Zukünftig wird eine Formerfassung mit einer Genauigkeit von 10 nm über einen eindeutigen interferometrischen Bereich einiger 10 μm und die Untersuchungen von Prozessen auf einer Pikosekunden-Zeitskala möglich sein.

Schlagwörter:

Digitale Holographie, Mehr-Wellenlängen-Interferometrie, Ultrakurzpuls-Laser, Mikrosystemtechnik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Digitale Holographie	3
2.1.1	Holographisches Prinzip	4
2.1.2	Digital-holographisches Prinzip	8
2.1.3	Digitale Holographie mit spektral ausgedehnten Lichtquellen	12
2.2	Digital-holographische Interferometrie	15
2.2.1	Deformationsauswertung	16
2.2.2	Grenzen der Auswertung	17
2.2.3	Zwei-Wellenlängen-Formerfassung	17
2.2.4	Interferometrische Erfassung sehr schneller Veränderungen	19
2.3	Gepulste Zwei-Wellenlängen-Laserquelle	20
2.3.1	Spektrale Lage und Impulsenergie	21
2.3.2	Spektrale Signatur der Lichtquelle	22
2.3.3	Impulsdauer	23
2.3.4	Anforderungen an die Lichtquelle	24
3	Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle	25
3.1	Stand der Technik	25
3.2	Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems	26
3.2.1	Kommerzielles Verstärkersystem	27
3.2.2	Interne spektrale Formung mit Kompressorspalt	29
3.2.3	Interne spektrale Formung mit Prismen	32
3.2.4	Externe spektrale Formung mit Gitter	35
3.2.5	Akusto-optische Impulsformung	41
3.3	Zusammenfassender Überblick	44
4	Methode – DHEMI	47
4.1	Digital-holographische Aufnahme	48
4.1.1	Polarisationskodierung zur spektralen Trennung	49
4.1.2	Erweitertes Twyman-Green-Interferometer	50
4.1.3	Universelles Mach-Zehnder-Interferometer	52
4.1.4	Digital-holographische Speicherung mit zwei Kameras	53
4.2	Numerische Hologrammauswertung	54
4.2.1	Separation der komplexen Wellenfront	55
4.2.2	Numerische Propagation	56

4.2.3	Einzelphasen-Auswertung	57
4.2.4	Kreuzkorrelation der Rekonstruktionen	58
4.2.5	Differenzphasenauswertung	60
4.3	Kombiniertes interferometrisches Ergebnis	61
5	Experimentelle Ergebnisse	63
5.1	Zwei - Wellenlängen - Formerfassung statischer Objekte	63
5.1.1	Vorexperiment an einer 2-Euro-Cent-Münze	63
5.1.2	Prüfen der Methode an einem GaAs-Wafer	65
5.1.3	Statische Form eines Einachsen-Scanners	67
5.1.4	Statische Form eines Zweiachsen-Scanner	68
5.1.5	Vergleich mit kommerziellem Interferometer	69
5.2	Zwei-Wellenlängen-Formerfassung dynamischer Objekte	70
5.2.1	Einachsen-Scanner bei geringer Belastung	71
5.2.2	Einachsen-Scanner bei Grenzbelastung	73
5.2.3	Zweiachsen-Scanner bei Grenzbelastung	75
5.2.4	Variation der synthetischen Wellenlänge	77
5.3	Hochgeschwindigkeitsuntersuchungen an einer adaptiven Linse	78
5.3.1	Dynamische Linsenbrennweite	79
5.3.2	Adaptive Linsenform für einen Steuerspannungssprung	83
6	Ausblick	89
6.1	Digitale Einzelimpuls-Vier-Wellenlängen Holographie	89
6.1.1	Simultane Erzeugung von vier Wellenlängen	90
6.1.2	Zeitliche Trennung der spektralen Anteile	91
6.2	Kompaktes fs -Oszillatorsystem	93
7	Zusammenfassung	97
	Anhang	99
	A. Auswahl Halbwellenplatten höherer Ordnung	99
	B. Synthetisches Objekt und Hologrammsynthese	101
	C. Rekonstruktionskorrekturen	103
	D. Ergänzende Bemerkungen zur Auswertung der adaptiven Linse	105
	E. Abkürzungen	107
	Literaturverzeichnis	116
	Danksagung	117
	Publikationen	119
	Selbständigkeitserklärung	121

1 Einleitung

Holographische Verfahren ermöglichen die Rekonstruktion von optisch erfassbaren Objektformen in allen drei Raumdimensionen. Das Faszinierende an dieser Technik ist, dass die dazu notwendigen Informationen flächig, also zweidimensional, z. B. mit fotografischen Platten, gespeichert werden. In der ursprünglichen Umsetzung seiner Idee hatte Denis Gábor auf eine Quecksilberdampfampe als Lichtquelle zurückgreifen müssen. Nur durch den Einsatz von Filtern gelang es, eine hinreichende Kohärenzlänge des Lichtes zu erreichen. Die daraus resultierende geringe Intensität hatte lange Belichtungszeiten und einen nur geringen Kontrast der Hologramme zur Folge. Diese Schwierigkeiten verschwanden erst mit der Entdeckung des Lasers. Nun stand Licht fast beliebiger Kohärenzlänge und sehr großer Brillanz zur Verfügung. Dennoch kam die Holographie in diesem frühen Stadium über das Stadium unterhaltender Demonstrationsexperimente nicht hinaus. Doch das Potenzial des einfachen wie genialen Prinzips wurde bald erkannt und dessen Entdeckung 1971 mit dem Nobelpreis honoriert.

Der entscheidene Schritt hin zu einer breiten Anwendung, insbesondere in der industriellen Messtechnik, wurde mit der Entwicklung der Digitalen Holographie gemacht. Zur Hologrammspeicherung werden die nasschemisch zu behandelnden Photoplatten durch eine CCD-Kamera ersetzt, für deren Entwicklung im Jahr 2009 der Nobelpreis vergeben wurde. Intensität und Phase elektromagnetischer Wellenfelder können nun mit Computern gespeichert, numerisch rekonstruiert, weitergegeben und bearbeitet werden. So erweiterten sich die Möglichkeiten der digital-holographischen Formerfassung parallel zur Entwicklung der Rechenleistung konventioneller Computersysteme. Heute ist man in der Lage dreidimensionale Formen in Echtzeit zu erfassen. Zusammen mit gepulsten Lasern ist zudem praktisch eine beliebige zeitliche Auflösung möglich, so dass auch sehr schnelle und sogar ultraschnelle Vorgänge holographisch ausgewertet werden können.

Derartige Messverfahren zur dynamischen dreidimensionalen Formerfassung, insbesondere mikroskopischer Objekte, haben seit kurzem ein gesteigertes Interesse in der Mikrosystemtechnik erfahren. Der rasante Fortschritt auf diesem Gebiet bringt sehr komplexe mechanische Systeme hervor, an die besondere Anforderungen hinsichtlich Präzision und Verlässlichkeit gestellt werden. Solche Systeme können mechanische Resonanzfrequenzen von etlichen 10 bis 100 kHz bei Ablenkwinkeln von mehreren Grad aufweisen, was wiederum mindestens Nanosekundenimpulse zur dynamischen holographischen Erfassung erfordert.

Wie alle interferometrischen Methoden hat auch die digital-holographische Phasenauswertung in ihrer einfachsten Form einen entscheidenden Nachteil. Aufgrund der numerisch verwendeten Argument-Funktion ist letztlich immer nur ein Phasenbereich von 0 bis 2π eindeutig rekonstruierbar. Der eindeutig auswertbare Objektiefenbereich ist also auf eine Wellenlänge beschränkt. Oft lässt sich dieser Bereich durch spezielle Al-

1 Einleitung

gorithmen erweitern. Dennoch bleibt auch dann die Auswertung der Objektiefe auf wenige Mikrometer beschränkt. Dieser Nachteil kann mit der holographischen Zwei-Wellenlängen-Formerfassung überwunden werden. Dabei werden zwei parallel zu verschiedenen Wellenlängen aufgezeichnete Hologramme eines Objektzustands miteinander kombiniert. Dieses Verfahren erlaubt es, den eindeutig rekonstruierbaren Bereich der Objektiefe auf hundert oder mehr Wellenlängen zu steigern.

Die Zwei-Wellenlängen-Formerfassung ist für statische Fragestellungen auch digital-holographisch eine etablierte Methode. Dynamische Untersuchungen sind jedoch erst jüngst mit kontinuierlich emittierenden Laserquellen und gepulsten Laserdioden demonstriert worden. Dennoch erlaubt keine dieser Quellen eine hochdynamische Mehr-Wellenlängen-Formerfassung durch die holographische Auswertung einer einzigen Objektantwort. In dieser Arbeit wird nun ein neuartiger Ansatz vorgestellt, der eine hohe eindeutige Objektiefe mit einer praktisch beliebigen zeitlichen Auflösung verbindet. Hierzu wird das ca. 60 nm breite Spektrum eines Femtosekunden-Lasersystem so maßgeschneidert, dass nur zwei separierte schmale Linien herausgefiltert werden, wie sie zur Zwei-Wellenlängen-Formerfassung benötigt werden. Diese Spektren weisen immer noch eine Pikosekunden-Zeitsignatur auf, vereinen also hohe zeitliche Dynamik mit der Möglichkeit, einen ausgedehnten Objektbereich eindeutig zu erfassen.

2 Grundlagen

Mit dem Ziel der Formvermessung sehr schnell veränderlicher Objekte kommt in dieser Arbeit die digitale Holographie zur Anwendung. Sie ist ein Instrument, mit dem aus der berührungslosen Messung von phasenwirksamen Objekteigenschaften auf die Form des optisch erfassbaren Objektbereichs geschlossen werden kann. Die direkte Bestimmung der Phasenverteilung optischer Wellenfelder durch die numerische Lösung des Beugungsintegrals zeichnet die digitale Holographie vor anderen Methoden der dreidimensionalen Objektformerfassung aus. Dieses einführende Kapitel stellt die digital-holographische Methode auf der Grundlage des holographischen Prinzips und seine interferometrische Anwendung dar.

Aufgrund der beschränkten Verschlusszeiten digitaler Kameras zur Hologrammspeicherung wird eine Formerfassung hochdynamischer Objekte nur mit gepulsten Laserquellen möglich. Dabei entstehen Probleme bei der Untersuchung schnell veränderlicher phasenwirksamer Objekteigenschaften, die größer sind als die verwendeten optischen Wellenlängen. Am Beispiel der Mikrosystemtechnik werden Parameter für eine gepulste Zwei-Wellenlängen-Laserquelle als Grundlage eines neuartigen digital-holographisch-interferometrischen Verfahrens abgeleitet.

2.1 Digitale Holographie

Das 1948 von Dennis Gabor entwickelte Prinzip der Holographie [1, 2] eröffnete einen breiten Anwendungsbereich in der optischen Mess- und Analysetechnik. Es war nun möglich, Amplitude und Phase eines optischen Wellenfeldes zweidimensional fotografisch zu speichern und Informationen über die dreidimensionale Form eines Messobjekts zu rekonstruieren. Die von Gabor realisierte In-line Geometrie des holographischen Aufbaus hatte beugungsbedingte Nachteile, die Leith and Upatnieks mit der Off-axis-Holographie beseitigten [3]. Nur kurze Zeit später zeigten Powell und Stetson mit der holographischen Interferometrie das Potential des neuen Messprinzips durch die Analyse von Schwingungsmoden auf [4, 5].

Die eingesetzten holographischen Speichermedien hatten jedoch typische Nachteile. So müssen beispielsweise fotosensitive Platten aufwendig nasschemisch entwickelt werden, und photo-thermoplastische Materialien benötigen für ihre Auswertung eine besondere Steuerelektronik. Goodman und Lawrence machten 1967 erste Schritte in der numerischen Behandlung optisch gespeicherter Hologramme. Die in einem Abtastprozess digitalisierten Hologramme wurden numerisch rekonstruiert [6]. Auch in Arbeiten von Yaroslavsky wurden numerische Erzeugung und Rekonstruktion von Hologrammen diskutiert. Doch waren es Schnars und Jüptner, die 1993 die digitale Holographie als festen

Begriff einföhrten. Sie ist gekennzeichnet durch die direkte Hologrammaufnahme mit einer Digitalkamera und die numerische Rekonstruktion des Objektwellenfeldes [7, 8].

Durch den Wegfall des nasschemischen Entwicklungsprozesses holographischer Platten hatte man nicht nur einen zeitlichen, sondern auch technologischen Vorteil. CCD- und CMOS-Sensoren sind gegenöber fotografischen Platten empfindlicher und zeigen ein nahezu lineares Belichtungsverhalten zwischen Dunkelstrom und Sättigung [9]. Hologramme sind sofort verfügar und können darüber hinaus mit Mitteln der digitalen Bildbearbeitung optimiert und verändert werden. Die numerische Rekonstruktion ermöglicht den direkten Zugang insbesondere zur Phasenverteilung des Objektwellenfeldes in beliebigen Rekonstruktionsebenen. Diese Vorteile erkaufte man sich allerdings mit einer im Vergleich zur photosensitiven holographischen Platte sehr viel geringen lateralen räumlichen Auflösung digitaler Hologramme. Während holographische Platten Informationen mit bis zu 5000 Linienpaare/mm speichern können, haben Bildsensoren aufgrund der Größen ihrer Einzelpixel nur etwa 100 Linienpaare/mm [10]. Das föhrt zu einem geringeren Informationsgehalt digitaler Hologramme und zu geometrischen Einschränkungen in der interferometrischen Aufnahme-Anordnung. So wurde die konventionelle Holographie bis heute noch nicht durch ihre digitale Konkurrenz verdrängt.

Digitale Bildsensoren haben andere Aufnahmeeigenschaften als konventionelle holographische Speichermedien. Sie bestehen aus einer Matrix einzelner, öberwiegend Silizium-basierter Halbleiterdetektoren, die Licht in ein elektrisches Signal für eine digitale Signalverarbeitung umwandeln. Für eine effiziente digital-holographische Anwendung müssen die eingesetzte Lichtquelle und der Bildsensor aufeinander abgestimmt sein. Dabei ist die Quanteneffizienz (QE), mit der Licht in Strom umgesetzt wird, ein zentraler Parameter. Die Quanteneffizienz besitzt eine spektrale Abhängigkeit und hat für Silizium ein Maximum um 800 nm. Die meisten Kameras sind allerdings für optimierte Tageslichtaufnahmen hin zum grünen Spektralbereich korrigiert. So werden oft nur Quanteneffizienzwerte um 50% oder darunter erreicht. Das Rauschverhalten und der erreichte Dynamikbereich von bis zu 80 dB zwischen ihrer Rausch- und Sättigungsgrenze (full well capacity) begrenzen den holographischen Einsatz kommerzieller Sensoren nicht. Der Einfluss des Rauschens auf die rekonstruierte Phase wird nur für lange Belichtungszeiten oder hohe interne Verstärkungsfaktoren relevant [9, 11]. Bedingt durch ihre Sensorarchitektur und Auslesetechniken erreichen kommerzielle Kamerasensoren elektronische Verschlusszeiten $> 1 \mu s$. Damit können kontrastreiche Hologramme statischer Szenen aufgenommen werden. Die zeitliche Auflösung für dynamische Untersuchungen in Verbindung mit den öberwiegend eingesetzten kontinuierlichen Laserquellen ist allerdings eingeschränkt.

2.1.1 Holographisches Prinzip

In der gewöhnlichen Fotografie eines Objekts geht die Phaseninformation des Objektwellenfeldes verloren, weil Detektoren nur eine Intensitätsverteilung speichern können. Es gibt somit keine Möglichkeit, optische Wege bedingt durch die Tiefenausdehnung des Objekts zu unterscheiden und damit auf die dreidimensionale Objektinformation zu schließen. Wird das Objektwellenfeld mit einem Referenzwellenfeld auf dem Detektor öberlagert, so föhren konstruktive und destruktive Interferenz zu einer Intensitätsvertei-

lung in der die Objektphaseninformation enthalten ist. Wird diese Interferenzstruktur gespeichert und anschließend nur mit dem Referenzwellenfeld beleuchtet, so wird durch Beugung an dieser Struktur das Objektwellenfeld reproduziert. Ein Beobachter sieht die optische Kopie der Objektoberfläche [12, 13, 14]. Das Hologramm kann als abbildendes System aufgefasst und zum Beispiel hinsichtlich seines Auflösungsvermögens charakterisiert werden.

Hologrammaufnahme

Für eine holographische Aufnahme wird das Objektwellenfeld E_O mit einem kohärenten Hintergrund, dem Referenzwellenfeld E_R überlagert. Diese Superposition formt in der Detektionsebene eine räumliche Interferenzstruktur $E_H(x, y)$, deren Intensitätsverteilung mit

$$I_H(x, y) = |E_R|^2 + |E_O|^2 + E_R E_O^* + E_R^* E_O \quad (2.1)$$

gegeben ist. Während der Belichtungszeit t_B erreicht das holographische Medium die Energie

$$B_H(x, y) = \int_0^{t_B} I_H(x, y, t) dt. \quad (2.2)$$

Durch das detektierende holographische Medium wird diese zeitlich integrierte räumliche Interferenzstruktur als im Allgemeinen komplexer Transmissionsgrad

$$\tau(x, y) = T(x, y) e^{i\psi(x, y)} \quad (2.3)$$

durch Schwärzung und Modulation des Brechungsindex gespeichert. Für Amplitudenhologramme ist $\psi = \text{const.}$, und die Transmission T hängt mit β nur von den Schwärzungseigenschaften des Mediums und der Belichtungsenergie B_H ab

$$T(x, y) = h_0(x, y) + \beta B_H(x, y). \quad (2.4)$$

Dabei ist h_0 die Schwärzung ohne Belichtung. Für die Aufnahme einer während des Zeitfensters t_B zeitlich konstanten holographischen Interferenzstruktur ist

$$T(x, y) = h_0(x, y) + \beta t_B I_H(x, y) =: H(x, y) \quad (2.5)$$

und wird als Hologramm H bezeichnet [9]. Für im Allgemeinen streuende Objekte interferieren die Wellen aller Objektpunkte miteinander und mit der Referenzwelle. Für eine hinreichend große Kohärenzbedingung enthält deshalb jeder Punkt des Hologramms die gesamte Objektinformation. So ist das Hologramm eine sehr komplexe Interferenzstruktur, aus der man im Allgemeinen nicht auf die Objektform schließen kann. Diese Komplexität ist es, die den Aufnahmeprozess sehr empfindlich gegen störende Einflüsse macht. Weil die Belichtungszeit nicht beliebig verkürzt werden kann, müssen die holographischen Aufnahmebedingungen sehr stabil gehalten werden.

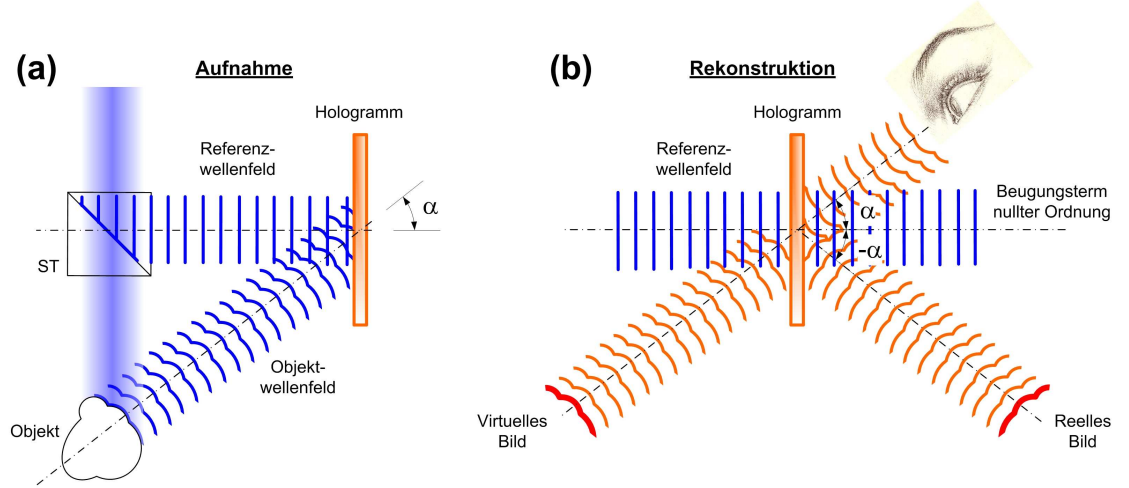


Abbildung 2.1: Schema des holographischen Prinzips (Off-axis Geometrie) (a) Aufnahme: Das Licht der holographischen Lichtquelle wird mit einem Strahlteiler (ST) in zwei kohärente Anteile, das Objektwellenfeld und Referenzwellenfeld, zerlegt. Beide Anteile werden im Allgemeinen unter einem Winkel α in der Hologrammebene überlagert. Die resultierende Interferenzstruktur wird mit einem holographischen Medium gespeichert. (b) Für die Rekonstruktion trifft nur das Referenzwellenfeld auf das Hologramm. Beugung an der Hologrammstruktur reproduziert das Objektwellenfeld.

Holographische Rekonstruktion

Für die holographische Rekonstruktion wird das gespeicherte Hologramm $H(x, y)$ mit einer Rekonstruktionswelle R beleuchtet. Ist diese gleich der Referenzwelle, also $R = E_R$, ergibt sich mit Gleichung 2.1 und 2.5 die Feldverteilung direkt hinter dem Hologramm zu

$$E_R H = E_R \left(h_0 + \beta t_B \left(|E_O|^2 + |E_R|^2 + E_O^* E_R + E_O E_R^* \right) \right). \quad (2.6)$$

Die holographische Aufnahme speichert ein vom Objekt ausgehendes divergentes Wellenfeld. Die Rekonstruktion kehrt diesen Prozess um und erzeugt zwei zur Hologrammebene symmetrische konvergente Wellenfelder. Das Wellenfeld des reellen Bildes

$$\beta t_B E_R^2 E_O^* \quad (2.7)$$

hat seinen Fokus im Objektabstand hinter dem Hologramm und ist bezüglich der Ausbreitungsrichtung invertiert. Das virtuelle Wellenfeld,

$$\beta t_B |E_R|^2 E_O \quad (2.8)$$

enthält die ursprüngliche Wellenfront E_O multipliziert mit einem reellen Faktor, der ausschließlich die Helligkeit des Bildes beeinflusst. Es wird deshalb am tatsächlichen Ort

des Objekts vor dem Hologramm abgebildet und hat damit einen virtuellen Fokus. Beide Anteile werden vom Beugungsterm nullter Ordnung

$$E_R \left(\beta t_B \left(|E_O|^2 + |E_R|^2 \right) \right), \quad (2.9)$$

also dem ungebeugten Anteil, überlagert. Ein Betrachter hinter dem Hologramm nimmt in der verlängerten Propagationsachse die dreidimensionale optische Kopie der erfassten Objektoberfläche als virtuelle Abbildung wahr (Abb. 2.1).

Es ist ersichtlich, dass nicht die Objektphase selbst im Hologramm gespeichert ist, sondern die Differenz aus Objekt- und Referenzphase

$$E_R^* E_O = E_r E_o e^{i(\varphi_o - \varphi_r)}. \quad (2.10)$$

Nur die Beleuchtung mit einer exakten Kopie der Referenzwelle rekonstruiert die tatsächliche Objektphasenverteilung. Dabei muss die Referenzwelle keineswegs ideal plan oder sphärisch sein. Dies ist für die Interpretation insbesondere der numerisch rekonstruierten Objektphase von Bedeutung. Gelingt es, diesen dritten Anteil zu separieren, liefert die Analyse seiner komplexen Eigenschaften ein dreidimensionales Abbild der erfassten Objektstruktur.

Off-axis-Holographie

Die Hologramminformation (Gl. (2.1)) enthält im wesentlichen drei Anteile, von denen nur ein Anteil das zu analysierende Objektwellenfeld in Amplitude und Phase enthält. Wurden Objekt- und Referenzwellenfeld zur Aufnahme kollinear überlagert, so liegen die rekonstruierten Wellenfelder auf einer Linie. In diesem Fall wird für einen Betrachter das virtuelle Bild durch das reelle Bild störend überlagert. Deshalb ist die Analyse eines Einzelhologramms in diesem Fall nicht möglich. Eine Möglichkeit, die Hologrammanteile separiert zu rekonstruieren, ist die Off-axis-Holographie [3, 15], bei der die Referenzwelle während der Aufnahme um den Winkel α bezüglich der Objektwelle verkippt wird. Dadurch wird der Referenz ein linearer räumlicher Phasenanteil

$$\tilde{E}_R(x, y) = E_R e^{i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha} \quad (2.11)$$

aufgeprägt, der sich in die Anteile des Hologramms unterschiedlich überträgt (Gl. (2.1))

$$I_H(x, y) = |E_R|^2 + |E_O|^2 + E_R E_O^* e^{i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha} + E_R^* E_O e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha}. \quad (2.12)$$

Bei der Beleuchtung des Hologramms während des Rekonstruktionsprozesses propagieren die Hologrammanteile in unterschiedliche Richtungen und überlagern sich deshalb nicht mehr bei der Beobachtung. Die Off-axis Holographie erlaubt folglich eine räumliche Separation der holographischen Beugungsordnungen. Eine detaillierte Winkel-Verteilung der holographischen Beugungsordnungen für den allgemeinen Beleuchtungsfall wird in [9] diskutiert.

2.1.2 Digital-holographisches Prinzip

Das holographische Prinzip bleibt auch in der Digitalen Holographie erhalten. Auch hier wird eine Superposition aus Objekt- und Referenzwelle erzeugt, und als Hologramm gespeichert. Anders als in der konventionellen Holographie macht der Einsatz des Bildsensors einer Digitalkamera zur holographischen Speicherung eine sofortige Digitalisierung des Hologramms möglich. So kann die Rekonstruktion auf der Grundlage der Beugungstheorie numerisch umgesetzt werden. Das Objektwellenfeld wird also in Amplitude und Phase berechnet.

Aufnahmeprozess

Der Sensor einer Digitalkamera ist ein zweidimensionales Array aus $N \times N$ Pixeln der Dimension $\Delta x \times \Delta y$. Diese Pixel fungieren als Abtastschrittfelder für die vom Detektor interpretierte holographische Interferenzstruktur $H(x, y)$ (Gl. 2.5) entlang den zwei Achsen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Das digitale Hologramm ist folglich eine Matrix

$$\mathbf{H}_{m,n} = \int_{m\Delta x - \Delta x/2}^{m\Delta x + \Delta x/2} \int_{n\Delta y - \Delta y/2}^{n\Delta y + \Delta y/2} H(x, y) dx dy, \quad (2.13)$$

die sich aus der detektierten Helligkeitsinformation der Einzelpixel (m, n) zusammensetzt. Mit einem Kamerasensor werden reine Amplitudenhologramme gespeichert. Die Dimensionen des Sensors, insbesondere der Abstand der Abtastfelder, geben Bedingungen an den Informationsgehalt des räumlichen Frequenzspektrums des Hologramms vor, um die Hologramminformation verlustfrei zu digitalisieren. Dafür muss die Hologramminformation das Abtasttheorem

$$\frac{1}{2\Delta x} \geq \nu_{\max}^{\text{sig}} \quad (2.14)$$

erfüllen. Dieses Theorem besagt, dass eine kontinuierliche Signalverteilung genau dann verlustfrei abgetastet wird, wenn der Kehrwert der Abtastschrittweite Δx mindestens zweimal so groß wie die höchste enthaltene Signalfrequenz ν_{\max}^{sig} ist. Es werden also mindestens 2 Abtastpunkte für die Rekonstruktion der höchsten Raumfrequenz benötigt. Die Praxis zeigt, dass sich die Rekonstruktion der Signalinformation verbessert, wenn die höchste Signalfrequenz mit 3 bis 6 Punkten überabgetastet wird [16, 17]. Auch der Winkel zwischen Referenz- und Objektwellenfeld in der Off-axis-Holographie ist durch das Abtasttheorem limitiert. Die Verkippung der Referenzwelle induziert eine räumliche Trägerfrequenz $|\Delta k|$ als Differenz aus Referenz- und Objektwellenvektor. Diese darf den Wert $\pi/\Delta x$ nicht überschreiten. Mit dieser Forderung ergibt sich aus den Abtasteigenschaften der Kamera ein Maximalwert α_{\max} für den Off-axis-Winkel α zwischen Referenz- und Objektwelle [14]

$$\alpha \leq \alpha_{\max} = 2 \arcsin \left[\frac{\lambda}{4\Delta x} \right]. \quad (2.15)$$

Wird, wie in dieser Arbeit, zur Hologrammaufnahme Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ verwendet und eine Digitalkamera mit einem Pixelabstand von $6 \mu\text{m}$ eingesetzt,

so darf der Winkel in Off-axis Geometrie nicht größer als $3,8^\circ$ sein.

Numerische Propagation

In der konventionellen Holographie wird das gespeicherte Hologramm für die Rekonstruktion mit der Referenzwellenfront beleuchtet und beugt diese in unterschiedliche Ordnungen ab. Diese Propagation wird in der digitalen Holographie numerisch durchgeführt. Zentrale Aufgabe der numerischen Propagation ist demnach, zu bekannter Feldverteilung in der Hologrammebene die Feldverteilung in Ebenen hinter dieser als Blende fungierenden Ebene zu berechnen. So wird anders als in der konventionellen Holographie numerisch die Projektion der Objektinformation auf eine Ebene im Rekonstruktionsabstand d senkrecht zur Propagationsrichtung rekonstruiert (Abb. 2.2). Die sorgfältige Auswahl des Rekonstruktionsabstandes ist für die richtige Interpretation der Phaseninformation unabdingbar.

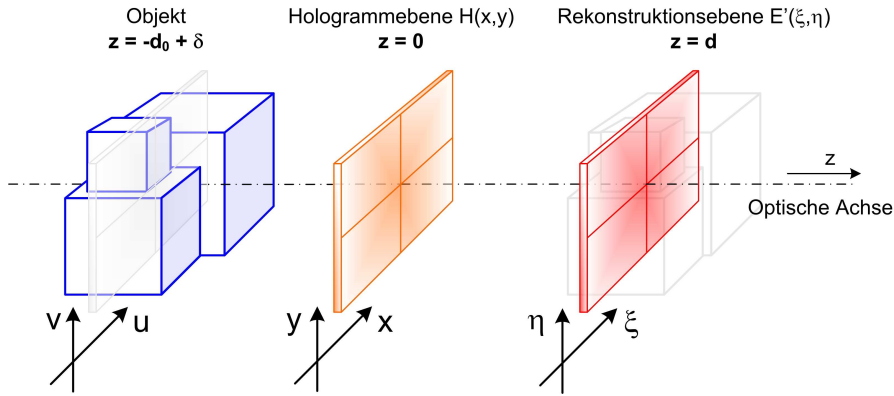


Abbildung 2.2: Verteilung der Informationsebenen in einem digital-holographischen Aufnahme- und Rekonstruktionprozess. Die Information einer dreidimensionalen Szene wird flächig in Amplitude und Phase im Hologramm gespeichert. Rekonstruiert wird die in eine Ebene projizierte Objektinformation, welche ihre Entsprechung in der ursprünglichen Szene findet.

Die Maxwell-Gleichungen bilden die Grundlage für die Beschreibung zeitlicher und räumlicher Eigenschaften elektromagnetischer Wellenfelder und deren Propagation. Für ein lineares, isotropes, homogenes und nichtdispersives Medium kann aus diesen Gleichungen eine einzige skalare Wellengleichung

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.16)$$

für jede Vektorkomponente $E(\vec{r}, t)$ des elektrischen und des magnetischen Feldes abgeleitet werden [12]. Dabei wird die zeitliche Abhängigkeit durch t und die räumliche durch \vec{r} beschrieben. Die Größe n bezeichnet den Brechungsindex des Ausbreitungsmediums und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Werden die genannten Bedingungen nicht

2 Grundlagen

erfüllt, ist das Ausbreitungsmedium beispielsweise inhomogen, verliert Gleichung (2.16) ihre Gültigkeit, weil sich eine Kopplung zwischen den einzelnen Komponenten von $E(\vec{r}, t)$ ergibt. Das skalare Feld einer monochromatischen ebenen Welle

$$E(\vec{r}, t) = \hat{E}(\vec{r}) e^{-i2\pi\nu t} \quad (2.17)$$

ist elementare Lösung der Wellengleichung (Gl. 2.16). Für den ortsabhängigen Anteil $\hat{E}(\vec{r}) = |\hat{E}(\vec{r})|e^{i\varphi(\vec{r})}$ gilt die zeitunabhängige Helmholtz-Gleichung [18, 12, 19]

$$(\nabla^2 - k^2) \hat{E}(\vec{r}) = 0. \quad (2.18)$$

Die Größe k beschreibt die Wellenzahl und ist gegeben durch die Dispersionsrelation

$$k = 2\pi\nu \frac{n}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.19)$$

mit λ als Wellenlänge im Ausbreitungsmedium. Ausgangspunkt der skalaren Beugungstheorie und Grundlage der numerischen Wellenfeldpropagation ist die zeitunabhängige Helmholtz-Gleichung. Neben dem Winkelspektrum-Ansatz gibt es mit den Theorien nach Fresnel-Kirchhoff und Rayleigh-Sommerfeld verschiedene Formulierungen der skalaren Beugungstheorie. Für eine detaillierte Diskussion auf der Basis Greenscher Funktionen sei auf [18] und [12] verwiesen. Allen Formulierungen gemein ist die Ableitung eines Beugungsintegrals der Form

$$E'(\xi, \eta, (z' = z + d)) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}q}}{q} \Theta \, dx \, dy \quad (2.20)$$

mit

$$q = \sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \quad (2.21)$$

und einem Richtungsterm Θ der für holographische Aufbaugeometrien, in denen die Hologrammebene unter kleinen Winkeln beleuchtet und unter kleinen Winkeln beobachtet wird, zu 1 gesetzt werden kann. Für die holographische Rekonstruktion wird die im Aufnahmeprozess gewonnene Transmissionsverteilung, das Hologramm $H(x, y)$ (Gl. (2.5)), mit der Referenzwelle $E_R(x, y)$ beleuchtet. Das Wellenfeld im Abstand d hinter dem Hologramm kann dann mit

$$E'(\xi, \eta, (z = d)) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} H(x, y) E_R(x, y) \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}q}}{q} \, dx \, dy \quad (2.22)$$

berechnet werden. Mit

$$\frac{1}{i\lambda} \frac{\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}\right]}{\sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}} = g(\xi, \eta, x, y) = g(\xi - x, \eta - y) \quad (2.23)$$

kann das Integral für raum-invariante lineare Systeme als Faltung

$$E'(\xi, \eta, (z = d)) = [H(x, y) E_R(x, y)] * g(\xi - x, \eta - y) \quad (2.24)$$

der Hologrammfunktion mit der Impulsantwort $g(\xi - x, \eta - y)$ aufgefasst werden. Dieser Faltungsansatz löst das Beugungsintegral ohne Näherungen. Mit dem Faltungstheorem der Fourier-Transformation [12] kann die Lösung des Beugungsintegrals auf drei Fourier-Transformationen zurückgeführt werden

$$E'(\xi, \eta) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} \{ H \cdot E_R \} \mathcal{F} \{ g \} \}. \quad (2.25)$$

Damit die Propagation ausgehend vom abgetasteten Hologramm numerisch effektiv abgebildet werden kann, müssen Funktionen diskretisiert und Rechenoperationen optimiert werden. Für die Lösung des Beugungsintegrals über den Faltungsansatz wird nicht die Impulsantwort g benötigt, sondern ihre Fourier-Transformierte, die Übertragungsfunktion $G = \mathcal{F} \{ g \}$. Sie kann analytisch bestimmt werden [20, 14] und lautet in diskreter Form

$$\mathbf{G}_{mn}(\lambda, d) = \exp \left[-i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 \left(m + \frac{(N\Delta x)^2}{2d\lambda} \right)^2}{(N\Delta x)^2} - \frac{\lambda^2 \left(n + \frac{(N\Delta y)^2}{2d\lambda} \right)^2}{(N\Delta y)^2}} \right]. \quad (2.26)$$

Das Verwenden der Übertragungsfunktion anstelle der Impulsantwort vermindert die Anzahl der Fourier-Transformationen auf zwei. Es ist möglich, die Übertragungsfunktion zu gegebenem Rekonstruktionsabstand und gegebener Wellenlänge einmal zu berechnen und mehrfach zu verwenden. Der zeitliche Rechenaufwand wird damit verringert. Beinahe alle bildgebenden Systeme liefern heute Bilder, deren Zahl an Bildpunkten eine Potenz zur Basis 2 ist. In diesem Fall können Bildbearbeitungsalgorithmen auf die sehr effizient implementierbare Schnelle Fourier-Transformation (fast Fourier transform [FFT]) und die Inverse Schnelle Fourier-Transformation (inverse fast Fourier transform [IFFT]) zurückgreifen [21].

Auch wenn Verfahren entwickelt wurden, die es prinzipiell ermöglichen würden, die tatsächliche Referenzwellenfront numerisch nachzubilden [22, 23, 24], bleibt diese Aufgabe schwierig und ist im Allgemeinen auch nicht nötig. Denn in vielen holographischen Anordnungen, wie auch für diese Arbeit, können die realisierten Beleuchtungs- und Referenzwellenfronten als eben angenommen werden

$$E_R(x, y) = |E_R(x, y)| = \text{const.} \equiv 1. \quad (2.27)$$

Eine Neigung der Referenzwelle für die Umsetzung der Off-axis-Geometrie kann nach der Rekonstruktion korrigiert werden. Damit vereinfacht sich die zu implementierende Operation zur Lösung des Beugungsintegrals

$$\mathbf{O}_{mn} = \text{IFFT} [\text{FFT} [\mathbf{H}_{mn}] \mathbf{G}_{mn}(d, \lambda)]. \quad (2.28)$$

2 Grundlagen

Die numerische Rekonstruktion liefert eine komplexe Objektfeldmatrix

$$\mathbf{O}_{m,n} = \mathbf{A}_{m,n} \exp[i \Phi_{m,n}] \quad m,n \in \{-N/2, \dots, N/2 - 1\}. \quad (2.29)$$

Aus ihr werden die Amplitudenmatrix

$$|\mathbf{O}_{m,n}| = \mathbf{A}_{m,n} \Rightarrow A(\xi, \eta) \quad (2.30)$$

und insbesondere die Phasenmatrix

$$\arctan \left[\frac{\text{Im} \{ \mathbf{O}_{m,n} \}}{\text{Re} \{ \mathbf{O}_{m,n} \}} \right] = \Phi_{m,n} \Rightarrow \Phi(\xi, \eta) \quad (2.31)$$

als das zentrale Ergebnis einer digital-holographischen Auswertung bestimmt. Mit der Abtastweite Δx werden die berechneten Matrizen in eine diskrete räumliche Verteilung der relativen räumlichen Koordinaten (ξ, η) umgewandelt.

Ein wesentlicher Vorteil der Faltungsmethode im Gegensatz zu anderen Ansätzen ist die identische Abtastschrittweite und damit die laterale Auflösung von Hologramm und Rekonstruktion

$$\Delta \xi = \Delta x \quad \text{und} \quad \Delta \eta = \Delta y. \quad (2.32)$$

Sie ist damit insbesondere unabhängig von der Rekonstruktionswellenlänge. Die Faltungsmethode ist deshalb besonders für die Mehr-Wellenlängen-Holographie geeignet. Dabei wird vorausgesetzt, dass die numerischen Schritte der holographischen Rekonstruktion die Übertragungsfunktion nicht verändern. Wird ihre Breite, d. h., die Breite des zum Hologramm gehörenden Ortsfrequenzspektrums eingeschränkt, verringert sich die laterale Auflösung und ist nicht mehr mit der Abtastschrittweite identisch.

2.1.3 Digitale Holographie mit spektral ausgedehnten Lichtquellen

Die Prinzipien der numerischen Rekonstruktion und die abgeleiteten Methoden der Phasenanalyse werden für den Einsatz monochromatischer Lichtquellen abgeleitet. Für die digital-holographische Charakterisierung hochdynamischer Objekte müssen jedoch gepulste Laserquellen eingesetzt werden, die im Allgemeinen ein ausgedehntes Emissionsspektrum aufweisen. Inwieweit die monochromatischen Rekonstruktionsroutinen auf Hologramme anwendbar sind, die mit einer solchen spektral ausgedehnten Lichtquelle aufgenommen wurden, ist Gegenstand dieses Abschnitts.

Die holographische Interferenzstruktur entsteht durch die Überlagerung des Referenzwellenfeldes $E_R := E(t)$ mit vom Objekt zeitlich verzögerten Anteilen des Referenzwellenfeldes, dem Objektwellenfeld $E_O := E(t + \tau)$. Dabei gibt τ die Verzögerung an. Die detektierte Intensität dieser Überlagerung ist mit Gl. (2.1) gegeben durch

$$I_H = \langle |E_H|^2 \rangle_t = I_R + I_O + 2 \text{Re} \{ \langle E_R^* E_O \rangle_t \}. \quad (2.33)$$

Der Interferenzterm

$$2 \operatorname{Re}\{\langle E_R^* E_O \rangle_t\} = 2 \operatorname{Re}\{\langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle_t\} \quad (2.34)$$

resultiert aus den zeitlichen Kohärenzeigenschaften des Beleuchtungswellenfeldes und enthält mit

$$G(\tau) = \langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle_t = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2t} \int_{-t}^t E^*(t) E(t + \tau) dt. \quad (2.35)$$

die komplexe Kohärenzfunktion $G(\tau)$ [13]. Nach dem Wiener-Khinchin-Theorem

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(\nu)|^2 e^{i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (2.36)$$

bildet sie mit der spektralen Leistungsdichte $|E(\nu)|^2$ ein Fourier-Transformation-Paar [25]. Damit ist die holographische Interferenzintensität direkt von den spektralen Eigenschaften der holographischen Lichtquelle abhängig

$$I_H(\tau) = I_R + I_O + 2 \operatorname{Re}\{\mathcal{F}^{-1}\{|E(\nu)|^2\}\}. \quad (2.37)$$

Im Weiteren sollen monochromatische und polychromatische Interferenz verglichen werden.

Monochromatischer Fall

Das Spektrum

$$I(\nu) = |E(\nu)|^2 = |E_0 e^{i\varphi_0} \delta(\nu - \bar{\nu})|^2 = |E_0|^2 \delta(\nu - \bar{\nu}) \quad (2.38)$$

mit nur einer Frequenz bei $\bar{\nu}$ bildet eine ebene monochromatische Welle mit konstanter zeitlicher Intensität $\hat{I}(t) = |E_0|^2 = \text{const.}$ aus. Die Kohärenzfunktion

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E_0|^2 \delta(\nu - \bar{\nu}) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu = |E_0|^2 e^{-i2\pi\bar{\nu}\tau}, \quad (2.39)$$

gewonnen aus dem Spektrum, liefert das bekannte Interferenzergebnis

$$\tilde{I}(\tau) = 2I_0 + 2I_0 \cos[2\pi\bar{\nu}\tau]. \quad (2.40)$$

Ein zeitlich konstanter Intensitätsuntergrund ist verzögerungsabhängig mit der Periodizität $\cos[2\pi\bar{\nu}\tau]$ moduliert.

Polychromatischer Fall

Für den polychromatischen Vergleich wird die Frequenz $\bar{\nu}$ mit einem $\Delta\nu$ spektral verbreitert:

$$I(\nu) = |E(\nu - \bar{\nu})|^2 = \left| |E(\nu - \bar{\nu})| e^{i\varphi(\nu - \bar{\nu})} \right|^2. \quad (2.41)$$

2 Grundlagen

Während die zeitliche Intensitätsstruktur

$$\hat{I}(t) = \left| \mathcal{F}^{-1} \left\{ |E(\nu - \bar{\nu})| e^{i\varphi(\nu - \bar{\nu})} \right\} \right|^2 \quad (2.42)$$

ganz wesentlich von der spektralen Phasenverteilung $\varphi(\nu - \bar{\nu})$ abhängt, ist die Kohärenzfunktion

$$G(\tau) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ |E(\nu - \bar{\nu})|^2 \right\} \quad (2.43)$$

von dieser unabhängig. Wird durch die Variablentransformation $\Delta\nu = \nu - \bar{\nu}$ ein mit der Schwerpunktsfrequenz $\bar{\nu}$ oszillierender Teil abgespalten, ist die polychromatische Interferenz gegeben durch

$$\tilde{I}(t, \tau) = 2 \left| \mathcal{F}^{-1} \{ E(\nu - \bar{\nu}) \} \right|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \mathcal{F}^{-1} \left\{ |E(\Delta\nu)|^2 \right\} e^{-i2\pi\bar{\nu}\tau} \right\}. \quad (2.44)$$

Nur wenn das Spektrum symmetrisch und gerade ist, ist seine Fourier-Transformierte

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ |E(\Delta\nu)|^2 \right\} = \mathcal{A}(\tau) \in \mathbb{R} \quad (2.45)$$

reellwertig. Dann kann der Realteil leicht gebildet werden, und die Modulation enthält keinen verzögerungsabhängigen Phasenterm:

$$\tilde{I}(t, \tau) = 2 \hat{I}(t) + 2\mathcal{A}(\tau) \cos[2\pi\bar{\nu}\tau]. \quad (2.46)$$

Durch die holographische Speicherung (Gl. 2.2) wird die zeitabhängige Impulsintensität zu einem konstanten Untergrund aufintegriert. Innerhalb der Kohärenzlänge ist also das Interferenzergebnis für den spektral symmetrisch ausgedehnten Fall mit dem monochromatischen Fall identisch. Die Interferenzperiodizität ist gegeben durch den mit der Schwerpunktswellenlänge oszillierenden Anteil $\cos[2\pi\bar{\nu}\tau]$. Der Interferenzkontrast wird von der Einhüllenden $\mathcal{A}(\tau)$ bestimmt. Die holographische Interferenz ist unabhängig von der zeitlichen Struktur, die die spektralen Anteile formen. Sie hängt nur von der Form der spektralen Intensität ab. Das Ergebnis (Gl. 2.46) bedeutet weiter, dass ein Hologramm, welches mit einem ausgedehnten Spektrum aufgenommen wurde, durch die Beleuchtung mit der Schwerpunktswellenlänge $\bar{\nu}$ korrekt rekonstruiert wird. Allerdings beschränkt die aus der spektralen Breite resultierende endliche Kohärenzlänge den Informationsgehalt des Hologramms gegenüber dem monochromatisch aufgenommenen Hologramm.

Neben der eingeschränkten erfassbaren Objektiefe wird in Off-axis-Hologrammen auch die laterale Objektinformation geringer [26]. Dazu veranschaulicht Abbildung 2.3 die Entstehung der holographische Interferenz durch zwei ebene teilkohärente Wellenfeldfronten. Ist l_c die Kohärenzlänge und α der Winkel zwischen den Ausbreitungsrichtungen von Objekt- \vec{k}_{obj} und Referenzwellenfeld \vec{k}_{ref} in einer holographischen Off-axis-Anordnung, gilt für den Interferenzbereich b_H

$$b_H = \frac{l_c}{\sin[\alpha/2]}. \quad (2.47)$$

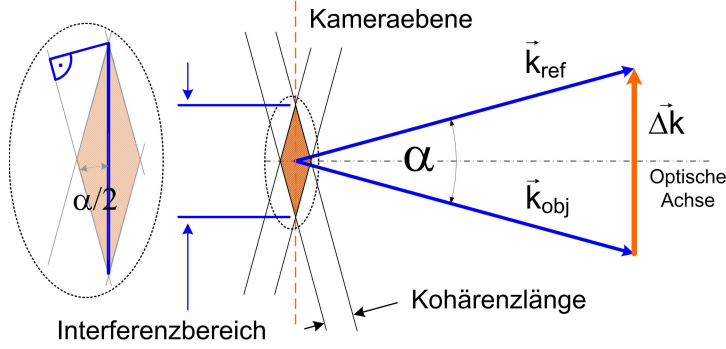


Abbildung 2.3: Die holographische Off-axis-Interferenzstruktur teilkohärenter Wellenfronten schränkt die erfassbare Objektiefe und das Auflösungsvermögen der holographischen Rekonstruktion ein.

Diese laterale Ausdehnung der Interferenzstruktur gibt die effektive Apertur des Hologramms vor. Je kleiner diese ist, desto geringer ist die räumliche Auflösung der Rekonstruktion. Für eine optimale Rekonstruktionsqualität muss zur Trennung der holographischen Beugungsanteile ein möglichst großer Off-axis-Winkel eingestellt werden. So ist ein Kompromiss zwischen dem Informationsgehalt des Hologramms und dessen Rekonstruktionsqualität bei der Aufnahme zu finden.

2.2 Digital-holographische Interferometrie

Die numerisch rekonstruierte Phasenverteilung $\Phi(\xi, \eta)$ ist das Ergebnis des interferometrischen Vergleichs der optischen Weglängen zwischen Objekt- und Referenzarm des zur holographischen Aufnahme eingesetzten Interferometers. Diese digital-holographisch gewonnene Phaseninformation kann oft direkt interpretiert werden. Dabei muss hinsichtlich einer dreidimensionalen Formerfassung zwischen Objekten in Transmission und Reflexion unterschieden werden. Transmissionsobjekte verursachen einen Weglängenunterschied durch ihre räumliche Brechungsindexvariation $n(x, y, z)$

$$\Phi(\xi, \eta) = \Delta\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l \Delta n(x, y, z) dz. \quad (2.48)$$

Diese Variation des Brechungsindex kann entlang der Ausbreitungsachse nicht aufgelöst werden. Das Integral ist deshalb gleich dem Produkt aus tatsächlicher Weglänge l und räumlich gemittelter Brechungsindexvariation $\overline{\Delta n}(x, y)$

$$\Delta\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} l \overline{\Delta n}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(x, y). \quad (2.49)$$

Umgekehrt wird in der holographischen Phasenanalyse aus der berechneten Phasenverteilung die optische Weglänge $\delta(x, y)$ abgeleitet. Sie ist proportional zur Dicke des

2 Grundlagen

Objekts:

$$z^{\text{trans}}(\xi, \eta) \sim \delta(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \Phi(\xi, \eta). \quad (2.50)$$

Mit Hilfe eines Modells wird dann die Form des Objekts bestimmbar. Reflexionsobjekte verursachen optische Weglängenunterschiede direkt durch ihre Oberflächengeometrie, also ihre Form. Die Differenz zum interferometrischen Referenzarm wird bei Reflexion in Hin- und Rücklauf zweimal durchlaufen. Zur direkten Formbestimmung durch Umrechnung der berechneten Phasenverteilung in Einheiten der optischen Weglänge ist dies mit einem Faktor $1/2$ zu korrigieren

$$z^{\text{refl}}(\xi, \eta) = \delta(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \Phi(\xi, \eta). \quad (2.51)$$

Eine solche unmittelbare Phaseninterpretation ist nicht für alle Objekte möglich. Haben die holographisch erfassbaren, phasenwirksamen Objekteigenschaften eine komplexe Mikrostruktur, so weist die Rekonstruktion eine Speckle-Struktur auf. Die Phaseninformation ist dann zwar immer noch determiniert, fluktuiert aber sehr stark. Andererseits ist man häufig nur an einer Analyse der Objektveränderung bezogen auf einen Referenzzustand interessiert. In diesen Fällen kommen Verfahren der holographischen Interferometrie zur Anwendung. Hier wird durch Kombination von zwei oder mehr Wellenfeldern ein Interferenzmuster erzeugt, durch dessen Auswertung eine relative Objektformerfassung möglich wird. Konventionelle holographisch-interferometrische Verfahren bleiben auf die Auswertung der Interferenz-Intensität beschränkt [27, 9]. In der digital-holographischen Interferometrie kann die sogenannte Interferenzphase direkt berechnet werden.

2.2.1 Deformationsauswertung

Eine häufig eingesetzte interferometrische Methode, insbesondere bei der Analyse dynamischer Fragestellungen, ist die Deformationsauswertung. Dabei werden Veränderungen der Objekteigenschaften bezogen auf einen Referenzzustand vermessen. Ohne die holographischen Aufnahmeparameter zu verändern, werden direkt nacheinander der Referenzzustand und ein Belastungszustand holographisch unabhängig voneinander erfasst. Die unabhängige numerische Rekonstruktion liefert die Phasenverteilung zum Referenzzustand Φ_R und zum Belastungszustand Φ_B . Die Differenz aus beiden

$$\Delta\Phi_{\text{Deform}}(\xi, \eta) = \Phi_R(\xi, \eta) - \Phi_B(\xi, \eta) \quad (2.52)$$

gibt nun nur die Veränderung zwischen den beiden Zuständen, die Deformation, an. Für ihre quantitative Beschreibung wird die ermittelte Differenzphaseninformation mit Gleichung 2.50 bzw. 2.51 in Einheiten der optischen Weglänge umgerechnet. Alle starren Aufbau- und Auswerteeinflüsse auf die räumliche Phasenverteilung werden durch die Phasendifferenzbildung idealerweise eliminiert.

In der konventionellen Holographie werden das Hologramm des Referenzzustands und das Hologramm des Belastungszustands mit derselben Photoplatte in zwei aufeinanderfolgenden Belichtungsschritten aufgenommen. Wird dieses Hologramm zur Rekonstruk-

tion mit der Referenz beleuchtet, interferieren die beiden Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene und erzeugen in der Intensitätsverteilung Interferenzstreifen, die aus der obigen Phasendifferenz resultieren. Die berechnete Phasendifferenz $\Delta\Phi_{\text{Deform}}$ wird deshalb als Interferenzphase bezeichnet.

Objektdeformationen können senkrecht (out-of-plane deformations) und parallel (in-plane deformations) zur Objektoberfläche auftreten. Im Allgemeinen setzt sich die Objektdeformation aus beiden Anteilen zusammen und wird durch den Verschiebevektor $\vec{d}(x, y, z)$ beschrieben. Die Empfindlichkeit gegenüber richtungsabhängigen Objektveränderungen hängt vom holographischen Aufbau ab. Zur Charakterisierung des Aufbaus für Deformationsmessungen wird der Sensitivitätsvektor

$$\vec{S} = \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{b} - \vec{s}) \quad (2.53)$$

als Differenzvektor aus Beleuchtungsrichtung \vec{s} und Beobachtungsrichtung \vec{b} definiert, wobei λ die holographische Wellenlänge ist. Die Interferenzphase der Deformation kann dann als Skalarprodukt aus Verschiebevektor und Sensitivitätsvektor

$$\Delta\Phi_{\text{Deform}}(\xi, \eta) = \vec{d}(x, y, z) \vec{S} \quad (2.54)$$

geschrieben werden. Ihre Dynamik ist am größten, wenn die holographische Aufnahme so gestaltet werden kann, dass beide parallel liegen.

Die numerische Erzeugung räumlicher Interferenz macht nicht nur den Vergleich tatsächlicher Objektzustände möglich. Sie ermöglicht auch komplexe Phasenkorrekturen durch den Vergleich mit idealen, in Modellrechnungen erzeugten Phasenverteilungen.

2.2.2 Grenzen der Auswertung

Die Argumentfunktion als Grundlage der Phasenwertgewinnung aus dem rekonstruierten komplexen Objektwellenfeld bildet Phasenwerte auf das halboffene Intervall $[-\pi, \pi)$ ab. Sie zeigt eine Mehrdeutigkeit modulo 2π . Phasenverteilungen von Objekten mit Stufen, isolierten Objektbereichen und sehr verrauschten Phasenverteilungen können nur dann eindeutig erfasst werden, wenn ihre Phasendynamik den durch die verwendete holographische Wellenlänge gegebenen 2π -Phasenbereich nicht überschreitet. Auch wenn sogenannte Verstetigungsrouitinen zur Auflösung von Phasensprüngen mit speziellen Filter- und Maskierungsrouitinen entwickelt wurden [9, 14, 28], können diese Grenzen der Einzel-Wellenlängen-Interferometrie für komplexe Strukturen nicht oder nur bedingt überwunden werden.

2.2.3 Zwei-Wellenlängen-Formerfassung

Die Kenntnis der interferometrischen Mehrdeutigkeit hat schon früh zur Entwicklung von Techniken unter Nutzung mehrerer interferometrischer Wellenlängen [29, 30, 31] geführt. Diese konnten auf die Holographie und ihre digitale Umsetzung angewandt werden [32]. Die grundlegende Idee der interferometrischen Zwei-Wellenlängen-Formerfassung

2 Grundlagen

besteht darin, die in Einheiten verschiedener optischer Wellenlängen gewonnene Information über optische Weglängenunterschiede in Einheiten einer größeren Schwebungs- oder Differenzwellenlänge mit einem erweiterten interferometrischen Eindeutigkeitsbereich zu überführen.

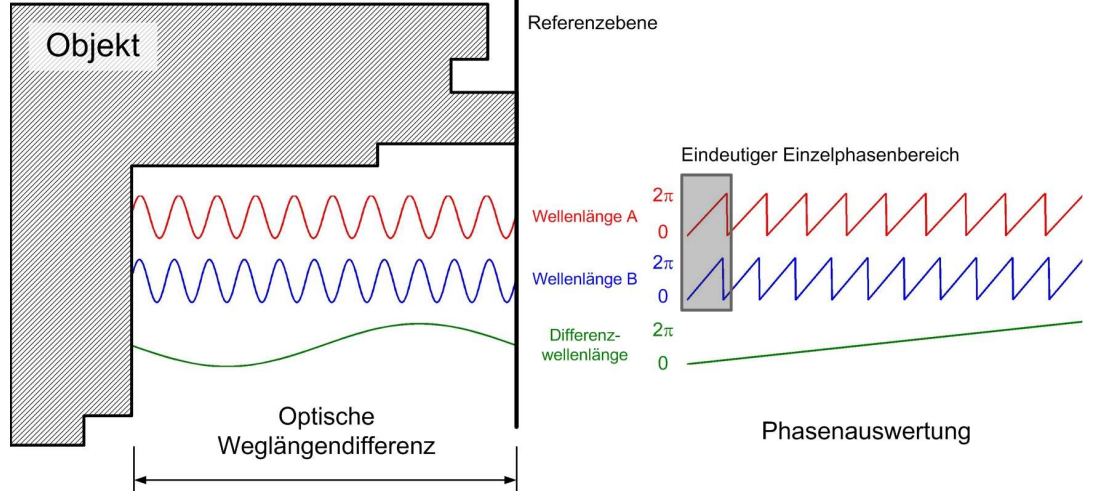


Abbildung 2.4: Prinzip der Mehrwellen-Interferometrie; Wird die interferometrische Referenzebene in die Objektebene projiziert, wird die interferometrisch detektierbare optische Weglängendifferenz sichtbar. Ist diese größer als die interferometrische Wellenlänge, verliert die Phasenauswertung ihre Eindeutigkeit. Werden zwei interferometrische Wellenlängen mit einem kleinen spektralen Abstand genutzt, erhöht die Differenz ihrer Phasenwerte den interferometrischen Eindeutigkeitsbereich.

In der digital-holographischen Interferometrie kann das Zwei-Wellenlängen-Konzept einfach umgesetzt werden. Abbildung 2.4 veranschaulicht das Prinzip. Die unabhängige holographische Auswertung einer dreidimensionalen Szene zu jeweils zwei verschiedenen Wellenlängen λ_1 und λ_2 liefert zwei Phasenverteilungen $\Phi_{\lambda_1}(\xi, \eta)$ und $\Phi_{\lambda_2}(\xi, \eta)$, die die optische Weglängenverteilung des Objekts im Phasenbereich 2π der unterschiedlichen Wellenlängen enthält. Durch die Berechnung der Phasendifferenzverteilung $\Delta\Phi(\xi, \eta)$:

$$\Delta\Phi = \Phi_{\lambda_1} - \Phi_{\lambda_2} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda_1} - 2\pi \frac{\delta}{\lambda_2} = 2\pi \delta \cdot \left(\frac{|\lambda_1 - \lambda_2|}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} \right) = 2\pi \frac{\delta}{\Lambda} \quad (2.55)$$

wird die optische Weglängendifferenz δ als Information der axialen Objektform auf den 2π - Phasenbereich der virtuellen synthetischen Wellenlänge

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|}. \quad (2.56)$$

mit einer größeren Periodizität abgebildet. Mit einer geeigneten Wahl der holographischen Wellenlängen λ_1 und λ_2 kann die synthetische Wellenlänge an die erwartete Objektdynamik angepasst werden. Für eine optimale Auswertung der gewonnenen Phaseninfor-

mation werden so Phasenfehler klein gehalten und die Dynamik des 2π -Phasenbereichs ausgenutzt.

2.2.4 Interferometrische Erfassung sehr schneller Veränderungen

Durch den Einsatz gepulster Laserquellen konnten schon früh sehr schnell ablaufende Prozesse holographisch-interferometrisch untersucht werden. Die mit den optischen Impulsen gütegeschalteter Rubin- oder modengekoppelter Nd:Glas-Laser erreichten Belichtungszeiten von wenigen Nanosekunden machten Hochgeschwindigkeitstechniken beispielsweise zur Auswertung von Schockwellen möglich [33, 34]. Die Untersuchung noch kürzerer Ereignisse wie laserinduzierte Durchbrüche und Filamentationen wurden erst in jüngerer Zeit durch die Möglichkeit des direkten digital-holographischen Phasenzugriffs interessant. Nach einer Arbeit von Liu et al. mit Nanosekunden-Impulsen eines frequenzverdoppelten gütegeschalteten Nd:YAG-Lasers 2002 [35] konnte die Zeitauflösung durch Nutzung von Ti:Saphir-Verstärkersystemen in den Femtosekundenbereich erhöht werden [36]. Die bislang kürzesten Aufnahmen der digitalen Ultrakurzzeit-Holographie mit 50 fs Belichtungszeit und einem zeitlichen Abstand von 300 fs zeigten 2006 Wang et al. [37].

Diese Methoden wie auch die digital-holographisch umgesetzten klassischen Methoden der Doppelbelichtung und das Zeit-Mittelung-Verfahren [38] sind auf die Auswertung der Phaseninformation einer einzelnen Wellenlänge beschränkt. Es treten deshalb Probleme bei der Auswertung schnell veränderlicher Objekte auf, deren holographische Phasendynamik größer als die der eingesetzten optischen Wellenlänge ist. Dann müssen über die Realisierung kurzer Belichtungszeit hinaus, zur Umsetzung dynamischer Zwei-Wellenlängen-Techniken synchrone Aufnahmen mehrerer spektral verschiedener Hologramme möglich werden. In dieser Hinsicht lassen die jüngsten Entwicklungen auf dem Gebiet der Mikrosystemtechnik etablierte Methoden zur Formerfassung an ihre Grenzen stoßen. Neuartige Fertigungsverfahren bringen hochdynamische, resonante, mechanische Mikrosysteme mit sehr komplexen Oberflächenstrukturen auf der Mikrometer- und Nanometer-Skala hervor. Erst 2007 konnten Kühn et al. die Echtzeit-Zwei-Wellenlängen-Formerfassung an bewegten Mikrosystemen demonstrieren [39]. Die eingesetzten kontinuierlich emittierenden Halbleiterlaser beschränken jedoch die minimale Belichtungszeit auf die Kameraverschlusszeit weniger Mikrosekunden. Auch wenn elektronische Verschlusszeiten von wenigen Nanosekunden möglich sind, müssen für eine Belichtung kontinuierlich emittierende Lasersysteme mit mittleren Leistungen von mehr als 100 W eingesetzt werden [40]. Das stellt eine Anwendung schon aus Sicherheitsgründen in Frage.

Die Grenzen einer digital-holographischen Auswertung bei Einsatz kontinuierlicher Laserquellen wurden am Beispiel von Mikrosystem-Scannerspiegeln 2007 durch Montfort et al. aufgezeigt [41]. Durch die zeitliche Integration der Spiegelbewegung innerhalb der Kameraverschlusszeit von $1\ \mu\text{s}$ wird ein kontinuierlicher Bereich von Zuständen der bewegten Spiegelfläche überlagert. Dadurch verschmiert die holographische Information und die rekonstruierte Phaseninformation kann nicht ausgewertet werden (Abb. 2.5). Montfort et al. schlagen eine elektronische Lösung dieses Problems vor [41]. Durch gepulste Ansteuerung mehrerer kontinuierlicher Halbleiterlaserquellen wurden synchronisierte Aufnahmen spektral verschiedener Hologramme mit nur einer Kamera gezeigt.

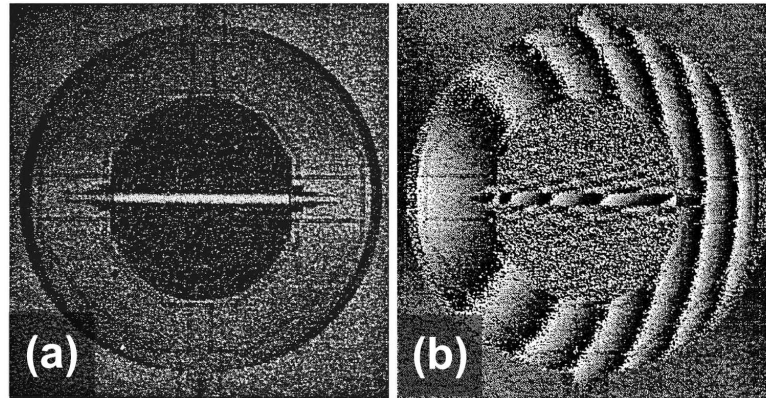


Abbildung 2.5: Digital-holographische Auswertung eines bewegten Einachsen-Scanner-Spiegels (Resonanzfrequenz 38 kHz) unter Nutzung einer kontinuierlich emittierenden Laserquelle (a) Amplitudenrekonstruktion (b) Phasenrekonstruktion (entnommen [41]). Die Rekonstruktion ist nicht auswertbar.

Dabei konnten Pulsdauern bis 10 ns realisiert werden. Derartige Quellen müssen thermisch sehr stabil gehalten werden, um eine spektrale Drift und damit eine Veränderung der synthetischen Wellenlänge zu vermeiden [42]. Dennoch sind insbesondere Langzeitveränderungen des spektralen Emissionsverhaltens zunächst unvermeidbar und müssen identifiziert und korrigiert werden [43]. Gepulste Halbleiterlaser zeigen spektrale Puls-zu-Puls-Schwankungen, die beherrschbar sind, wenn sie mit sehr geringen elektrischen Leistungen angesteuert werden. Aufgrund der folglich nur geringen optischen Ausgangsleistungen muss für eine holographische Auswertung eines Spiegelzustands über viele Impulse integriert werden. Damit ist die Anwendung auf stroboskopische Untersuchungen periodischer Bewegungen beschränkt. Auch die elektronische Synchronisierung mehrerer gepulster Laserquellen für die Zwei-Wellenlängen-Auswertung mit Pikosekunden-Genauigkeit stellt hohe Anforderungen an Zuleitungen und Steuerelektronik, die einen Kostenvorteil der Lichtquelle wahrscheinlich relativieren. Damit bleibt die Forderung nach *einer* gepulsten Mehr-Wellenlängen-Lichtquelle für einen digital-holographisch-interferometrischen Einsatz bestehen.

2.3 Gepulste Zwei-Wellenlängen-Laserquelle

Kern einer digital-holographischen Zwei-Wellenlängen-Formfassung ist die Aufnahme von zwei spektral verschiedenen Hologrammen zu einem Objektzustand. Für die Erfassung sich sehr schnell verändernder Objekteigenschaften wird demnach eine kohärente Lichtquelle benötigt, die mindestens zwei stabile spektrale Anteile ohne Überlappung in einer zusammenhängenden zeitlichen Struktur, also gleichzeitig, emittiert. Dabei sollen die spektralen Eigenschaften an die erwarteten Objekteigenschaften angepasst werden können. Die Impulsdauer muss für eine quasi-statische Aufnahme möglichst kurz und die Impulsenergie zur Auswertung einer einzigen holographischen Aufnahme hinreichend

groß sein. In Abbildung 2.6 sind die zentralen Parameter für eine holographische Zwei-Wellenlängen-Quelle graphisch zusammengefasst.

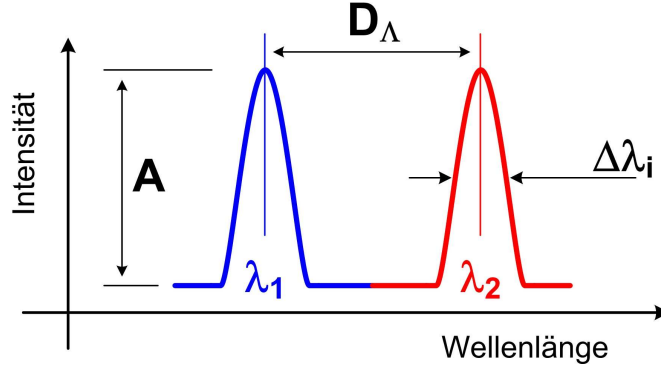


Abbildung 2.6: Parameter einer holographischen Lichtquelle für eine Mehr-Wellenlängen-Anwendung: Spektrale Breite $\Delta\lambda_i$, Spektraler Abstand D_Λ mit hohem Kontrast und Amplitude A respektive die Impulsenergie der erzeugten Teilspektren.

Über die Kohärenz und die Impulsenergie hinaus können konkrete Forderungen an die Eigenschaften eines Impulses mit mehreren spektralen Schwerpunkten nur objektbezogen gestellt werden. Die für eine holographische Analyseverfahren wesentlichen Objekteigenschaften sind die Objektdimension, die Oberflächen- und Brechzahlndynamik und die Transmissions- und Reflexionseigenschaften. Notwendige Parameter der holographischen Lichtquelle werden deshalb im Folgenden für den Einsatz der digital-holographischen Methode in der Mikrosystemtechnik abgeleitet.

2.3.1 Spektrale Lage und Impulsenergie

Die für eine auswertbare Aufnahme notwendige Energie ist vom eingesetzten holographischen Medium abhängig. In der digitalen Holographie ist dies der Sensor des eingesetzten Kamerasystems. Seine spektrale Empfindlichkeit gibt den Emissionsbereich einer potentiellen Quelle vor. Die meisten Kamerasensoren werden heute auf der Silizium-Basis hergestellt und weisen damit eine Empfindlichkeit zwischen 400 nm und 1000 nm auf. Sie erreichen ein Maximum zwischen 700 nm und 800 nm (Abb. 2.7). Kommerzielle Kamerasysteme können von diesem spektralen Verhalten je nach Einsatzgebiet abweichen. Tatsächlich werden Quanteneffizienzen (QE) zwischen 5% und 80% erreicht. Zur Entwicklung eines digital-holographischen Einzelimpuls-Verfahrens kann ausgehend von diesen Werten, die notwendige Impulsenergie für ein einzelnes holographisches Belichtungsereignis im spektralen Bereich der maximalen Sensorempfindlichkeit um 700 nm (430 THz) abgeschätzt werden. Als typische Signaldynamik wird dazu von 60 dB ausgegangen. Dabei liegt das Rauschen um $100 e^-$ und die Sättigungsgrenze $N_{e^-}^{\text{sat}}$ (full-well-capacity) in der Größenordnung von $100\,000 e^-$ Photoelektronen. In den betrachteten Grenzen werden

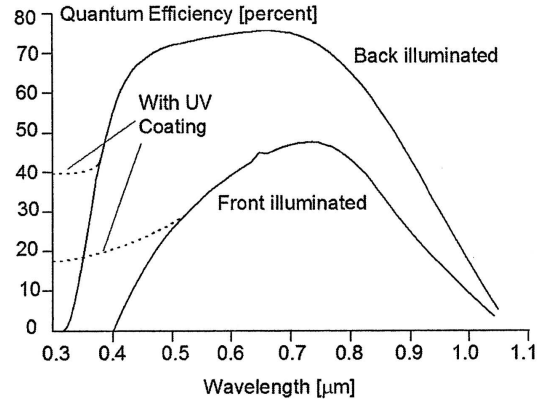


Abbildung 2.7: Typische spektrale Quanteneffizienz von CCD-Sensoren (entnommen [9])

dann für eine Sättigung

$$125\,000 (QE = 80\%) < N_{\text{ph}}^{\text{px}} = \frac{N_{\text{e}}^{\text{sat}}}{QE} < 2\,000\,000 (QE = 5\%) \quad (2.57)$$

Photonen pro Pixel als obere Belichtungsschranke benötigt. Für einen typischen Bildsensor mit 1 500 000 Pixeln werden dann zur Sättigung der gesamten Sensorfläche

$$0,2 \times 10^{12} (QE = 80\%) < N_{\text{ph}}^{\text{ges}} < 3 \times 10^{12} (QE = 5\%) \quad (2.58)$$

Photonen benötigt. Mit der Photonenenergie $E_{\text{ph}} = h \cdot \nu = 2,8 \times 10^{-19} \text{ J}$ in diesem spektralen Abschnitt sollte der Sensor bei Impulseenergien zwischen

$$60 \text{ nJ} (QE = 80\%) < E_{\text{p}}^{\text{sat}} < 800 \text{ nJ} (QE = 5\%) \quad (2.59)$$

sättigen. Der Bildsensor wird integrierend ausgelesen, d. h., die Ausgangsspannung ist proportional zu Belichtungszeit und Lichtintensität. Mikrosysteme sind sehr häufig reflektierende Objekte. Bei ihrer Untersuchung hängt die Hologrammqualität stark von der Objektoberfläche ab. Dennoch lassen sich für die Aufnahme auswertbarer Hologramme notwendige Aufnahmeenergien zwischen $100 \text{ nJ} < E_{\text{Aufn}} < 1 \mu\text{J}$ abschätzen. Im holographischen Aufbau treten Verluste an Strahlteilern und durch Streuung am Objekt auf. Um auch Sensoren geringer Quanteneffizienz mit nur einem einzigen Impuls auswertbar belichten zu können, müssen Impulseenergien von $E_{\text{P}} \geq 1 \mu\text{J}$ erreicht werden.

2.3.2 Spektrale Signatur der Lichtquelle

Räumliche Kohärenz der Laserquelle vorausgesetzt, ist in der Holographie die zeitliche Kohärenz der superponierten Wellenfelder eine grundlegende Bedingung für den Vergleich optischer Weglängen. Zugang zur Kohärenz hat man mit dem Wiener-Khinchin-Theorem (Gl. 2.36). Zur Bestimmung der Kohärenzzeit eines gegebenen Spektrums wird

der komplexe Kohärenzgrad

$$\gamma(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)} \quad (2.60)$$

aus der komplexen Kohärenzfunktion $G(\tau)$ abgeleitet. Sein Betrag $|\gamma(\tau)|$ ist direkt proportional zum Streifenkontrast der Interferenz [13]. Es ist üblich, für die Kohärenzzeit τ_c die volle Halbwertsbreite des Kohärenzgradbetrags anzugeben. Saleh und Teich [25] bestimmen die Kohärenzzeit als Funktion der Breite einer spektralen Gaussverteilung analytisch. Sie wird im Rahmen dieser Arbeit genutzt, um die Kohärenzlänge l_c mit

$$l_c = c \cdot \tau_c = c \cdot \frac{\sqrt{2 \ln 2 / \pi}}{\Delta \nu_{\text{FWHM}}} \quad (2.61)$$

als räumlichen Ausdruck der zeitlichen Kohärenz abzuschätzen. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Zentrale Größe der Zwei-Wellenlängen-Auswertung ist die synthetische Wellenlänge Λ (Gl. 2.56). Sie hängt von der spektralen Lage der genutzten Wellenlängen-Schwerpunkte ab und ist umgekehrt proportional zu ihrem spektralen Abstand D_Λ (Abb. 2.6). Die maximal erreichbare synthetische Wellenlänge hängt also vom minimal erreichbaren Abstand der zwei holographischen Wellenlängenschwerpunkte ab. Die Kohärenzlänge sollte immer möglichst groß gewählt werden, um der holographischen Methode eine maximale Justagefreiheit für optimal auswertbare Hologramme zu geben. Für die Erfassung von Objektstrukturen in der Mikrosystemtechnik sollten Kohärenzlängen größer als $100 \mu\text{m}$ sein. Dafür muss im Spektralbereich um 800 nm eine spektrale Breite kleiner als 4 nm erreicht werden. Wird ein Breite von nur 1 nm realisiert, erhöht sich die Kohärenzlänge auf $400 \mu\text{m}$. Die Nutzung einer holographischen Lichtquelle mit einer Kohärenzlänge von wenigen hundert Mikrometern hat den Vorteil, dass die aus dem Aufbau resultierenden parasitären Interferenzen unterdrückt werden.

Davon unabhängig ist der eindeutige Phasenbereich an die erwartete Objektdynamik anzupassen, um die Phasenunsicherheit gering zu halten. Mikrosysteme vereinen Oberflächenstrukturen kleiner als 100 nm mit beweglichen Strukturen zwischen wenigen Mikrometern und einigen zehn Mikrometern. Das macht die Charakterisierung insbesondere ihres dynamischen Verhaltens schwierig. Für die eindeutige Erfassung der überwiegend in Reflexion zu untersuchenden Objekte muss der zum Phasenbereich einer interferometrischen Auswertung gehörende Bereich optischer Weglängen mindestens zweimal so groß sein wie die maximale Strukturhöhe des Objekts. Der Bereich geeigneter synthetischer Wellenlängen liegt demnach zwischen $10 \mu\text{m} \leq \Lambda \leq 100 \mu\text{m}$. Diese Forderung korrespondiert mit einem Bereich von $60 \text{ nm} \leq D_\Lambda \leq 5 \text{ nm}$, in dem der Abstand der spektralen Schwerpunkte variabel wählbar sein sollte.

2.3.3 Impulsdauer

Die auswertbare räumliche Objektiefe wird durch die Kohärenzeigenschaften der eingesetzten gepulsten Lichtquelle bestimmt und ist deshalb unabhängig von deren zeitlichen Eigenschaften. Das zeitliche Aufnahmezeitfenster zur Informationsgewinnung in einer ho-

2 Grundlagen

lographischen Untersuchung ist hingegen durch die Impulsdauer bestimmt. Sie muss deshalb sehr viel kleiner sein als die Veränderungszeit der zu untersuchenden Objekteigenschaft.

Schwierigkeiten entstehen derzeit bei der Charakterisierung der bewegten Spiegelflächen von Scannermodulen der Mikrosystemtechnik [44, 45, 46]. Sie sind zur periodischen Ablenkung von Lichtstrahlen auch über große Entfernungen von einigen Metern entwickelt worden. Damit Abbildungsfehler gering bleiben, darf ihre Verformung während der Bewegung nicht zu groß werden. Für eine digital-holographische Bestimmung der dynamischen Verformung muss in einem interferometrischen Aufbau der Reflex des schwingenden Spiegels detektiert werden. Die Spiegel bilden zusammen mit dem Gerüst ihrer Aufhängung ein resonantes System mit der Resonanzfrequenz f_R . Ist γ_{\max} der Winkel zur maximalen Spiegelauslenkung, überstreicht der Spiegelreflex während seiner Bewegung im Abstand d der Kameraebene die Bogenlänge

$$b(t) = d \gamma_{\max} \frac{\pi}{180^\circ} \sin[2\pi f_R t]. \quad (2.62)$$

Für die maximale Geschwindigkeit

$$v_{\max} = d \gamma_{\max} f_R \frac{\pi^2}{90^\circ} \Rightarrow \Delta b = v_{\max} \cdot t_B \quad (2.63)$$

legt der Spiegelreflex innerhalb der Belichtungszeit t_B eine Strecke Δb zurück. Damit kann die für eine quasi-statische holographische Aufnahme des bewegten Spiegels notwendige Impulsdauer abgeschätzt werden. Bei einer typischen Resonanzfrequenz von 30 kHz und einem maximalen Auslenkwinkel von 2° erreicht der Reflex im digital-holographischen Objekt-Kamera-Abstand von 30 cm eine maximale Geschwindigkeit von 2000 m/s. Er legt dann während der minimalen elektronischen Verschlusszeit von $1 \mu\text{s}$ eine Strecke von 2 mm zurück. Das entspricht einer Größe von 200 Pixeln bei einer typischen Pixelgröße der Kamera von $10 \mu\text{m}$. Eine quasi-statische Aufnahme ließe sich erst mit Belichtungszeiten unter 1 ns realisieren. Zur Aufnahme kontrastreicher Hologramme schneller Objektveränderungen müssen also Impulse mit einer Dauer $\tau_P \ll 1 \text{ ns}$ erreicht werden.

2.3.4 Anforderungen an die Lichtquelle

Spektrale Eigenschaften		Impulsenergie	Impulsdauer
Spektraler Abstand	Spektrale Breite		
$60 \text{ nm} \leq D_\Lambda \leq 5 \text{ nm}$	$\Delta\lambda_i < 4 \text{ nm}$	$E_P \geq 1 \mu\text{J}$	$\tau_P \ll 1 \text{ ns}$

Tabelle 2.1: Abgeleitete Parameter einer variablen gepulsten Zwei-Wellenlängen-Laserquelle für eine digital-holographisch-interferometrische Anwendung hochdynamischer Objekte der Mikrosystemtechnik

3 Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle

Wie im vorangehenden Kapitel dargelegt wurde, kann die Mehrdeutigkeit der interferometrischen Phasenauswertung durch Zwei-Wellenlängen-Techniken überwunden werden. Für statische Analyseaufgaben kann ein und derselbe Objektzustand nacheinander unter Nutzung jeweils einer anderen Lichtquelle erfasst werden. Bei der holographisch-interferometrischen Auswertung schneller und kurzer dynamischer Prozesse treten jedoch zwei Probleme auf. Zum einen wird eine Belichtungszeit benötigt, die sehr viel kleiner als das Veränderungszeit der zu analysierenden Objekteigenschaft ist, um zeitliche Mittelungseffekte ausschließen. Zum anderen wird die Gleichzeitigkeit der holographischen Zustandserfassung essentiell. Zwischen den spektral verschiedenen holographischen Aufnahmen darf also idealerweise keine Zeit vergehen. Diese Problematik wird um so gravierender, je schneller eine Objektveränderung abläuft. Bisherige Konzepte behandeln diese beiden Herausforderungen auf der Detektionsseite. Einzelaufnahme-Techniken, die Detektoren mit kurzen Verschlusszeiten und elektronisch anspruchsvolle stroboskopische Aufnahmetechniken kombinieren, bleiben aber auf periodische Prozesse beschränkt.

Die vorliegende Arbeit setzt zur Problemlösung bei der holographischen Lichtquelle an und nutzt die zeitlich gekoppelten Anteile eines intrinsisch breiten Spektralbereichs einer Ultrakurzpuls-Laserquelle. Dazu wurde im Abschnitt 2.1.3 des vorherigen Kapitels gezeigt, dass digital-holographische Methoden auch mit spektral ausgedehnten Lichtquellen umsetzbar sind. Ultrakurzpuls-Laserquellen vereinen große spektrale Breiten in zeitlichen Strukturen mit einer Dauer von nur wenigen Femtosekunden. Durch Nutzung der sehr stabilen spektral-zeitlichen Eigenschaften derartiger Laserquellen können die digital-holographischen Anforderungen eines Mehr-Wellenlängen-Verfahren erfüllt werden. Allerdings sind bislang entwickelte Systeme mit mehreren spektral verschiedenen Impulsen für einen digital-holographischen Einsatz noch nicht geeignet. Mit der spektralen Formung eines Titan:Saphir-Ultrakurzpuls-Verstärkersystems wird in dieser Arbeit ein neuer Ansatz für digital-holographischen Anwendungen verfolgt.

3.1 Stand der Technik

Für die Erzeugung von zeitlich gekoppelten ultrakurzen Laserimpulsen mit verschiedenen spektralen Schwerpunkten existieren bereits verschiedene Ansätze, z. B.

- Zwei-Wellenlängen-Erzeugung durch synchrones Pumpen [47],
- Synchrone Zwei-Wellenlängen-Erzeugung mit einer Laser-Kavität [48],
- Zwei-Wellenlängen-Erzeugung mit einem Verstärkermedium und zwei Laser-Kavitäten [49][50],

- Elektronische Synchronisierung von zwei Laserquellen [51].

Diese Lösungen werden jedoch mit Ultrakurzpuls-Oszillatoren umgesetzt, die optische Impulse mit nur geringen Impulsenergien von wenigen Nanojoule bei hohen Repetitionsraten um 100 MHz liefern. Für eine digital-holographische Einzelimpuls-Anwendung mit konventionellen Kamerasystemen können diese System nicht eingesetzt werden. Zhang et al. zeigten 2000, dass eine Verstärkung synchroner Impulse auf Impulsenergien von 1 mJ möglich ist [52]. Zwei-Wellenlängen-Verstärkersysteme sind energetisch für die digital-holographische Interferometrie geeignet. Doch die Systeme sind technisch sehr aufwendig, in ihren spektralen Eigenschaften nicht variabel genug und auf die Erzeugung von zwei Wellenlängen beschränkt. Darüber hinaus haben die spektral verschiedenen Impulse durch das Konzept der räumlich getrennten Erzeugung unterschiedliche Quellpunkte. Dadurch entsteht ein zusätzlicher Interferenzphasenanteil und die interferometrische Auswertung wird sehr viel komplexer [29].

Keine der bislang entwickelten Ultrakurzpuls-Laserquellen zur Erzeugung zeitlich gekoppelter Impulse mit unterschiedlichen spektralen Schwerpunkten kann für eine digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Formfassung eingesetzt werden.

3.2 Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems

Ein anderes Konzept, um getrennte aber zeitlich gekoppelte spektrale Schwerpunkte zu erzeugen, ist die spektrale Formung einer Ultrakurzpuls-Laserquelle. Durch die Möglichkeit, die Parameter der spektralen Signatur der Laserquelle unmittelbar beeinflussen zu können, ist diese Methode als Grundlage einer digital-holographisch-interferometrischen Anwendung besonders geeignet. Die notwendige spektrale Variabilität der Anwendung fordert ein sehr breites, stabiles und reproduzierbares Impulsspektrum. Für dessen Erzeugung nach dem Prinzip der Modenkopplung haben sich in den letzten Jahren Festkörpermedien gegenüber Farbstoffen als breitbandig verstärkende Medien durchgesetzt. Sie zeichnen sich durch Langlebigkeit, gute Handhabbarkeit und eine hohe Wärmeleitfähigkeit aus. Das Material mit dem größten Potential ist Titan:Saphir, welches zur Gruppe der vibronischen Lasermaterialien gehört, und durch Dotieren des Wirtskristalls Korund mit dem 3d-Übergangsmetall-Ionen Ti^{3+} entsteht. Die günstigen Lasereigenschaften dieses Materials werden durch die Aufspaltung des gegenüber dem Kristallfeld wenig abgeschirmten 3d-Niveau des Ti^{3+} -Ions bewirkt. An die entstandenen Niveaus können Phononen bestimmter Symmetrie koppeln. Die große Anzahl resultierender vibronischer Niveaus mit geringem energetischen Abstand zueinander führt zu einem sehr breiten, kontinuierlichen Verstärkungsbereich.

Das Emissionsmaximum von Ti:Saphir um 800 nm liegt geradezu ideal im Sensitivitätsmaximum von Silizium-Kamerasensoren. Dennoch können aufgrund der durch den Einsatz konventioneller Kamerasensoren geforderten Impulsenergien im Mikrojoule-Bereich (Abschnitt 2.3.1) für eine Impulsformung nur Verstärkersysteme eingesetzt werden. Ihre spektrale Breite oberhalb 50 nm ist zwar gegenüber Oszillatoren eingeschränkt (gain narrowing) [53, 54], dafür erreichen ihre Impulse Energien im Millijoule-Bereich bei Impulsfolgefrequenzen von einigen Kilohertz. In einem Ultrakurzpuls-Verstärkersystem

wird mit dem Prinzip des Seedings die extrem stabile Impulsefolge einer Ultrakurzpuls-Oszillatorquelle verstärkt. Ganz im Gegensatz zu bislang für digital-holographische Echtzeituntersuchungen eingesetzten elektronisch gepulsten Halbleiterlaserdioden mit denen auch nur eine Impulsdauer von Nanosekunden erreicht werden, zeichnen sich ultrakurze Verstärkerimpulse durch eine hohe spektrale Reproduzierbarkeit auch bei hohen Impulsenergien aus. Die spektralen Eigenschaften solcher Impulsquellen unterliegen starken Impuls-zu-Impuls-Schwankungen, weil sie für jeden Impuls aus dem Rauschen neu entstehen. Um diese spektralen Schwankungen und thermischen Langzeit-Drifts [42] für die interferometrischen Auswertung gering zu halten, werden diese Quellen in einem geringen Leistungsbereich betrieben und haben nur geringe Ausgangsleistung. Eine präzise digital-holographisch-interferometrische Einzelimpuls-Auswertung wird erst durch den Einsatz eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems möglich.

3.2.1 Kommerzielles Verstärkersystem

Die direkte Verstärkung eines ultrakurzen Oszillator-Impulses in den oberen Mikrojoule-Bereich bringt das Verstärker-Material an seine Zerstörschwelle. In diesen energetischen Bereichen wird das CPA-Prinzip (chirped pulse amplification) [55] angewandt (Abb. 3.1). Um die Leistungsdichte der zu verstärkenden Impulse abzusenken, ist vor der Verstär-

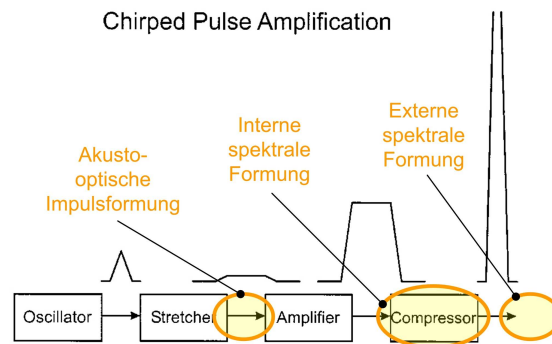


Abbildung 3.1: CPA (chirped pulse amplification)-Prinzip. Um die zeitliche Leistungsdichte für eine Verstärkung abzusenken, werden die optischen Impulse eines Oszillator durch ein dispersives Mediums zeitlich gedehnt. Die gedehnten Impulse werden nach der Verstärkung wieder rekomprimiert (Abbildung entnommen [56] und modifiziert). Für eine spektrale Formung wird an verschiedenen Stellen eines solchen Systems eingegriffen.

kung ein Material mit normaler Dispersion in den Strahlenweg eingesetzt. Weil kurzwellige spektrale Anteile in diesem Material eine kleinere Ausbreitungsgeschwindigkeit als langwellige Anteile haben, laufen sie zeitlich auseinander, und der Impuls wird zeitlich gestreckt. Nach ihrer Verstärkung werden die gedehnten Impulse in der Kompressoreinheit wieder komprimiert.

Grundlage einer spektralen Formung sind in der vorliegenden Arbeit die Impulse des kommerziellen Titan:Saphir CPA Multipass-Verstärker-System Compact Pro[®] von Femtolasers vergleichbar mit dem von Hentschel et al. [57] beschriebenen System. Als Seed-

3 Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle

Quelle der Impulsverstärkung dient der Oszillator Femtosource scientific pro[®]. Dieser sub-10 fs Oszillator liefert bei einer Repetitionsrate von 87 MHz Impulse mit einer Energie von $E_O = 1,7 \text{ nJ}$. Die verstärkten Impulse haben eine Energie von $E_V = 850 \mu\text{J}$. Ihr Spektrum hat eine Breite von etwa 55 nm (FWHM) und ist um 790 nm zentriert (Abb. 3.2a). Die Impulse, die den Verstärker verlassen, haben eine Dauer von $\sim 8 \text{ ps}$

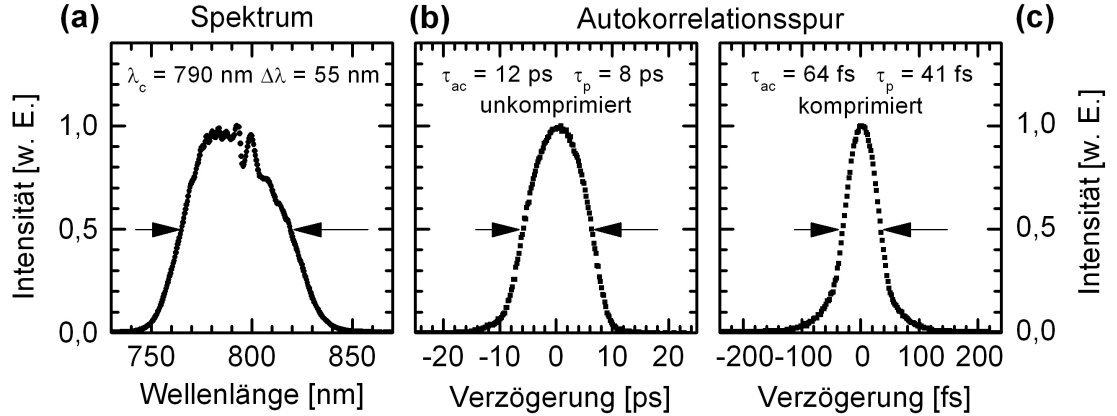


Abbildung 3.2: (a) Spektrum des verstärkten Laserimpulses (b) Autokorrelationsspur des Impulses vor dem Kompressor (c) Der Prismenkompressor komprimiert das Spektrum dann auf 40 fs.

(Abb. 3.2b). Die Kompressoreinheit eines CPA-Systems hat nun die Aufgabe, die für die Verstärkung notwendige zeitliche Streckung des Laserimpulses wieder rückgängig zu machen. Zur Kompensation der eingeführten positiven Materialdispersion ist im System die sogenannte Proctor-Wise-Anordnung aus 4 Prismen umgesetzt [58, 59]. Die Anordnung führt unterschiedliche Weglängen für die einzelnen spektralen Anteile ein und erzeugt so einen negativen Dispersionsbeitrag. Das Ergebnis der Kompression ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die auf 8 ps gestreckten und verstärkten Impulse (b) werden auf 40 fs verkürzt (c). Das Impulsspektrum (a) ändert sich durch die Kompression nicht.

Für eine spektrale Formung wird an unterschiedlichen Stellen des kommerziellen Systems eingegriffen (Abb. 3.1). Dabei stehen die zeitlichen Eigenschaften der Impulse nicht im Vordergrund. Denn für eine digital-holographische Formerfassung dynamischer mechanischer Objekte sind zeitliche Impulsstrukturen mit einer Dauer von wenigen Nanosekunden bereits hinreichend kurz. Vielmehr besteht der methodische Ansatz einer spektralen Formung darin, mit möglichst wenig Modifizierungen innerhalb des bestehenden Systems die Winkeldispersion der Proctor-Wise-Anordnung vorteilhaft zu nutzen. Dieses Vorhaben gelingt allerdings nur mit Einschränkungen. Deshalb wurden im weiteren Verlauf der Untersuchungen komplexer werdende interne und externe Methoden mit verbesserten spektral-zeitlichen Eigenschaften für eine digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Formerfassung entwickelt. Die Methoden werden im Folgenden diskutiert.

3.2.2 Interne spektrale Formung mit Kompressorspalt

Im verwendeten Lasersystem wird ein Prismenkompressor (Abb. 3.3) eingesetzt, dessen Prinzip von Fork et al. [60] beschrieben wird. Ausgangspunkt für die komprimierende Wirkung der Anordnung ist die durch die erste Prismensequenz (Quarzglas) induzierte Winkeldispersion. Das zweite Prismenpaar (Quarzglas) parallelisiert das räumlich aufgefächerte Spektrum. Ein Umkehrspiegel sorgt nun dafür, dass das parallelisierte Licht in sich zurückreflektiert wird und die räumliche Auffächerung rückgängig macht. Durch den geometrischen Aufbau des Kompressors haben nun höherfrequente Anteile einen kürzeren optischen Weg als niederfrequente Anteile und laufen zu diesen auf, wodurch der Impuls komprimiert wird. Das Impulsspektrum ist am Umkehrspiegel etwa 30 mm

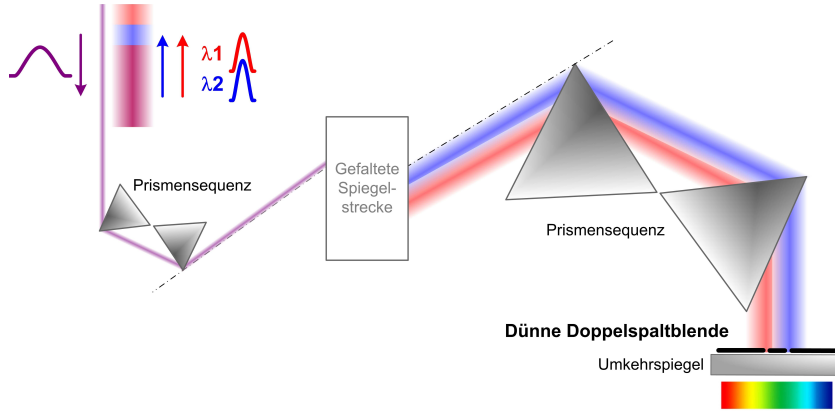


Abbildung 3.3: Kompressoreinheit des eingesetzten CPA-Verstärkersystems. Durch Einbringen von variablen Spaltblenden an der Position des Umkehrspiegels können spektrale Anteile separiert werden.

breit aufgefächert. Diese spektrale Aufweitung soll für die Entwicklung einer holographischen Lichtquelle genutzt werden. Vor dem Umkehrspiegel werden zwei variable Filterblenden platziert (Abb. 3.3). Diese haben eine feste Spaltbreite von etwa 1 mm und können in ihrer Position und ihrem Abstand mit Translationstischen auf 0,1 mm genau eingestellt werden. So können Anteile mit verschiedenen spektralen Abständen an verschiedenen spektralen Positionen separiert werden. Mit diesen Blenden können spektrale Abstände zwischen 8 nm und 40 nm eingestellt werden. Dabei ist die spektrale Breite zwischen 15 nm und 20 nm nahezu konstant. Abbildung 3.4 zeigt die eingestellten spektralen und zeitlichen Parameter, welche für die erste holographische Formerfassung realisiert wurden (Kap. 5.1.1). Der spektrale Abstand beträgt $D_\Lambda = 10$ nm mit den spektralen Schwerpunkten $\lambda_1 = 774$ nm und $\lambda_2 = 784$ nm. Dabei lagen die spektralen Breiten bei $\Delta\lambda_1 = 16$ nm bzw. $\Delta\lambda_2 = 19$ nm (volle Halbwertbreite). Durch den spektralen Überlapp (Abb. 3.4a) können die Anteile nicht simultan, sondern nur nacheinander detektiert werden. Beide Anteile zusammen formen eine zusammenhängende zeitliche Struktur mit der Dauer von $\tau_p = 920$ fs (Abb. 3.4b), d. h., beide Anteile liegen innerhalb dieser Impulsdauer gleichzeitig vor. Die Autokorrelationsspuren zu jedem einzelnen Anteil unterscheiden sich nur unwesentlich von der gemeinsamen Spur.

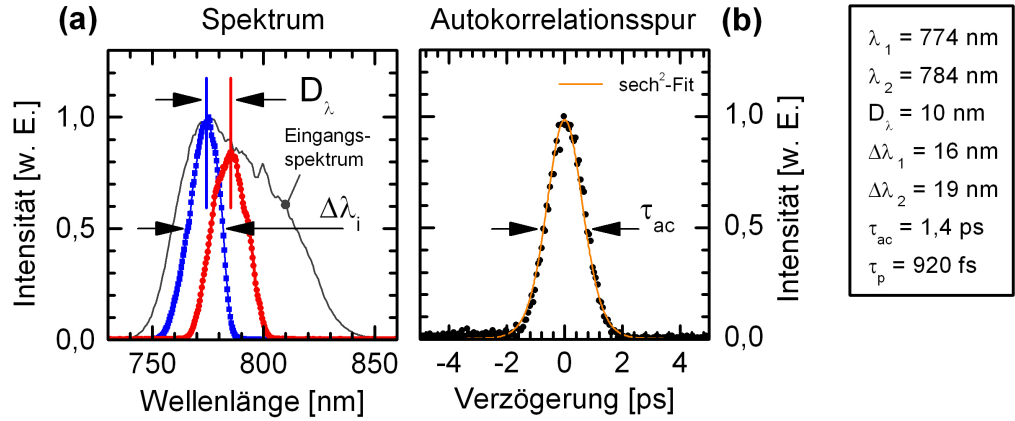


Abbildung 3.4: Realisierte Parameter für eine erste digital-holographisch interferometrische Anwendung. (a) Aus dem Verstärkerspektrum werden zwei spektrale Anteile mit einer Breite größer als 15 nm separiert. (b) Sie formen zusammen eine zeitliche Struktur mit einer Dauer von etwa 1 ps.

Die Impulsenergie E_p jedes einzelnen Anteils nach der spektralen Formung kann mit der Spaltbreite variiert werden. Dabei nimmt die Impulsenergie mit der Spaltbreite zu. Für Spaltbreiten zwischen 1 mm und 3 mm wurden eine Impulsenergie zwischen $3 \mu\text{J} < E_p < 22 \mu\text{J}$ erreicht. Sie ist damit bis zu 20 mal größer als die in Abschnitt 2.3.1 abgeschätzte Mindestenergie für eine digital-holographische Aufnahme.

Grenzen der internen spektralen Formung

Obwohl eine räumlich-spektrale Auffächerung von über 30 mm erreicht wird, ist es mit dieser Methode dennoch nicht möglich, durch Variieren der Filterbreite die spektrale Breite wesentlich zu beeinflussen. Mit den zur Verfügung stehenden minimalen Spaltbreiten um 1 mm konnte eine minimale spektrale Breite von $> 13 \text{ nm}$ nicht unterschritten werden. Abbildung 3.5 veranschaulicht graphisch die spektrale Auffächerung des einfallenden Strahls und die Filterwirkung. Um die Grenzen der internen spektralen Formung hinsichtlich spektraler Breite und Kontrast zu quantifizieren, wurden die Kompressoigenschaften numerisch abgeschätzt. Für diese Abschätzung wird ein gaussförmiges Strahlprofil des Eingangsstrahls angenommen. Es wird eine Winkeldispersion induziert, so dass das Spektrum nach 3 m Propagation die gemessene räumliche Auffächerung von etwas mehr als 30 mm zu einen Strahldurchmesser von 10 mm besitzt. An dieser Stelle wird ein schmaler Bereich mit jeweils 1 mm, 2 mm und 3 mm Breite herausgeschnitten. Dann wird die räumliche Auffächerung rückgängig gemacht. Die so berechneten gefilterten spektralen Anteile stimmen mit den gemessenen überein (Abb. 3.6).

Die Berechnungen zeigen, dass die unzureichende Trennung der einzelnen spektralen Komponenten von deren großen räumlichen Überlapp verursacht wird. Deshalb bleibt die spektrale Breite der mit Spaltblenden für eine digital-holographischen Formerfassung separierten Anteile auf etwa 13 nm einschränkt. Die Verkleinerung des Strahldurchmes-

3.2 Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems

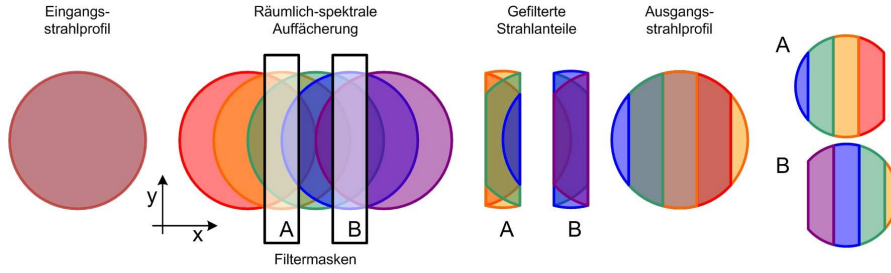


Abbildung 3.5: Das Prinzip der internen spektrale Formung mit Kompressorspalt. Die spektralen Anteile werden in der Kompressoreinheit (Abb. 3.3) räumlich aufgefächert und parallelisiert. Zwei vertikale Spaltblenden separieren schmale Anteile des Parallelbündels am Ort der Strahlwegumkehr. Beim Rücklauf wird die räumliche Auffächerung aufgehoben. Das führt zu einem wellenlängenabhängigen Strahlprofil entlang der horizontalen Strahlquerschnittsachse. Unterschiedliche Positionen der Filterblenden verursachen einen räumlichen Lageversatz des Strahlprofils. Dieses Ergebnis konnte simuliert werden.

sers durch Nutzung einer Irisblende wird spektral erst wirksam, wenn Beugungsringe im Strahlprofil entstehen. Eine Verkleinerung des Strahldurchmessers durch Abbildung mit einem Teleskopaufbau würde die Leistungsdichte im Kompressor unzulässig erhöhen.

Eine zweite Besonderheit für eine holographische Anwendung kann aus den Berechnungen abgeleitet werden, ohne sie im Rahmen dieser Untersuchungen ausführlicher diskutieren zu müssen. Durch das Filterprinzip (Abbildung 3.5) wird ein lateraler Intensitätsversatz und eine räumliche Wellenlängenabhängigkeit (spatial chirp) des Ausgangsstrahlprofils theoretisch abgeleitet. Mit einer orts aufgelösten Spektralmessung kann dieses Ergebnis geprüft werden. Der Einfluss des potentiellen räumlichen Chirps auf die monochromatische Phasenrekonstruktion müsste wahrscheinlich korrigiert werden.

Im Ergebnis ist es möglich, durch Modifikation der Kompressoreinheit zwei spektrale Anteile mit unterschiedlichen Schwerpunktswellenlängen zu separieren. Die Strahlaufweitung beim Kompressordurchlauf führt zu einer unteren Grenze für die erreichbare spektrale Breite der einzelnen Anteile um 15 nm. Damit ist eine Kohärenzlänge, d. h. eine erfassbare räumliche Objektiefe, um $25 \mu\text{m}$ möglich. Für eine Trennung zur unabhängigen simultanen holographischen Detektion dürfen die spektralen Anteile nicht überlappen. Dafür sind spektrale Abstände größer als 30 nm zu realisieren. Diese untere Grenze legt eine obere Grenze für die realisierbare synthetische Wellenlänge von $20 \mu\text{m}$ fest. Diese Quelle zeichnet sich durch kleine Kohärenzlängen und hohe Impulsenergien aus. Mit ihr konnte erstmalig gezeigt werden, dass eine holographische Objektphasen-Rekonstruktion mit zwei Spektralanteilen eines ultrakurzen Impulses möglich ist, auch wenn die Bereiche sich überlappen (Hansel et al. [61] [62]).

Aufgrund der Beschränkungen dieser Methode wurde versucht, durch eine intern veränderte Prismenanordnung die Parameter der variablen spektralen Signatur der Laserquelle zu verbessern.

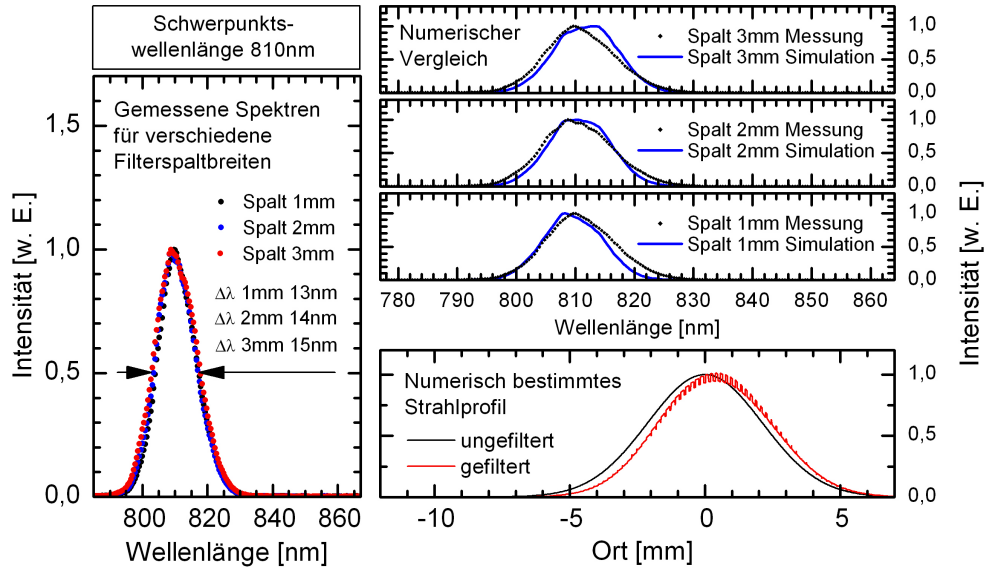


Abbildung 3.6: Interne spektrale Formung mit Kompressorspalt. Vergleich der berechneten und gemessenen spektralen Breiten zu verschiedenen Spaltbreiten um eine Schwerpunkswellenlänge von 810 nm.

3.2.3 Interne spektrale Formung mit Prismen

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, lässt das große Strahlprofil eine effektive und störungsfreie spektrale Formung durch einfache Manipulation des Kompressors mit Blenden nicht zu. Es sollte dennoch möglich sein, die kompressorintern eingeführte Winkeldispersion nach dem Spektrograph-Prinzip durch Filterung in der Fokusebene einer Linse zu nutzen. Dazu wurde das vom ersten Kompressorprismenpaar aufgefächerte Spektrum mit einer Zylinderlinse abgebildet, um die Leistungsdichte in der Fokusebene zu begrenzen. Die so erreichte räumlich-spektrale Aufweitung fiel für eine angestrebte separierbare spektrale Breite von wenigen nm noch zu gering aus. Deshalb wird die Winkeldispersion durch Einsetzen eines weiteren Prismenpaares (Material – SF11) weiter erhöht. Abbildung 3.7 zeigt den realisierten Prismenaufbau zur spektralen Formung.

Vier Prismen in Brewster-Anordnung fächern das Spektrum des unkomprimierten Verstärkerimpulses räumlich auf. Um das Kompressorgehäuse ausnutzen zu können, faltet ein Umlenkspiegel den Strahlengang. Die Zylinderlinse mit $f = 200$ mm Brennweite konzentriert in ihrer Fourier-Ebene die spektralen Anteile auf die Fokusgröße. Die laterale Fokusgröße $2w'_0$ und die axiale räumliche Ausdehnung des Fokus, gegeben durch die zweifache Rayleighlänge z_R , können mit den Gleichungen

$$w'_0 = \frac{\lambda_c f}{\pi w_0} \quad \text{und} \quad z_R = \frac{\pi w_0'^2}{\lambda_c} \quad (3.1)$$

3.2 Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems

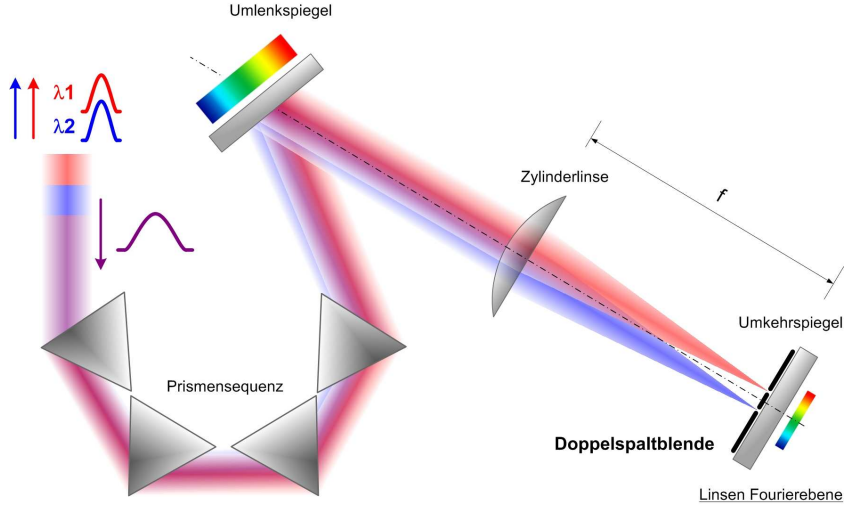


Abbildung 3.7: Spektralen Formung mit Prismen im CPA-Lasersystem. Das mit der Brewster-Anordnung von 4 Prismen räumlich aufgefächerte Spektrum wird in die Fourier-Ebenen einer Zylinderlinse abgebildet. Hier ist eine effektive Filterung mit Spaltblende der räumlich in unterschiedlichen Foki konzentrierten spektralen Anteile möglich. Ein direkt hinter der Filterblende platzierter Goldspiegel kehrt den Strahlweg um. Damit wird die räumliche Trennung der gefilterten Anteile rückgängig gemacht.

der Gaussoptik [63] auf $2w'_0 = 40 \mu\text{m}$ bzw. $2z_R = 12 \text{ mm}$ abgeschätzt werden. Dabei wird an der Linsenposition ein Strahldurchmesser von $2w_0 = 5 \text{ mm}$ und die Zentralwellenlänge $\lambda_c = 790 \text{ nm}$ zugrundegelegt. Mit dieser Anordnung wird eine räumliche Ausdehnung der Fokusebene von etwa 5 mm erzeugt. Die spektrale Breite des Eingangsspektrums von $\sim 55 \text{ nm}$ lässt eine räumliche Auffächerung von $\Delta x / \Delta \lambda = 0,9 \text{ mm/nm}$ erwarten. Direkt in der Fokusebene der Linse ist ein Spiegel positioniert. Dieser kehrt den Strahlweg um, so dass die räumlich getrennten spektralen Anteile wieder zusammengeführt werden. Um den geformten Strahl aus dem Lasersystem auskoppeln zu können, darf der Strahl nicht exakt in sich zurück geführt werden. Deshalb wird der Umlenkspiegel um einen kleinen Winkel in vertikaler Richtung verkippt. Auf den Umlenkspiegel wird eine geschwärzte Multi-Spaltblende aus Metall gesetzt. Diese Blende setzt sich über eine Breite von etwa 25 mm aus einer Abfolge von Spalten mit einer gemittelte Spaltbreite $\overline{b}_{sp} = 180 \mu\text{m}$ und Stegen mit einer gemittelte Stegbreite $\overline{b}_{st} = 330 \mu\text{m}$ zusammen. Für Spaltdimensionen unterhalb dieser Werte wurden Beugungsstrukturen im Strahlprofil sichtbar, die sich ungünstig auf die holographische Auswertung auswirken. Durch Abdecken von Spalten können diskrete spektrale Abstände realisiert werden. Die Blende ist auf einem Translationstisch montiert und kann auf $0,1 \text{ mm}$ genau im Spektrum positioniert werden. Die Dicke der Filterblende von weniger als 1 mm ist für den Filtervorgang unkritisch, denn die fokale Länge der Linse liegt mit 12 mm deutlich darüber.

Für eine holographische Anwendung wurden zwei Spalte mit einem räumlichen Abstand von $D_x = 1,5 \text{ mm}$ ausgewählt. Die restlichen Spalten wurden abgedeckt. Mit der

3 Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle

Abschätzung für die spektrale Auffächerung werden zwei spektrale Anteile mit einer Breite von ~ 2 nm und einem Abstand von ~ 17 nm erwartet. Abbildung 3.8(a) zeigt das gefilterte Spektrum zusammen mit dem Eingangsspektrum. Aus dem 55 nm ($\lambda_c = 790$ nm)

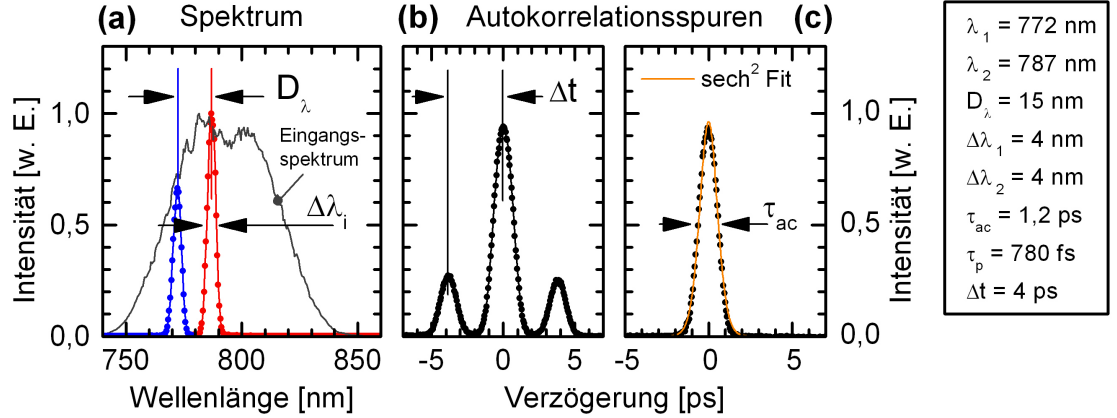


Abbildung 3.8: Optisches Spektrum und Autokorrelation der Laserquellen durch interne spektrale Formung. (a) Aus dem Eingangsspektrum um 790 nm werden die Schwerpunkswellenlängen $\lambda_1 = 772$ nm und $\lambda_2 = 787$ nm mit einer spektralen Breite von jeweils 4 nm ohne Überlapp separiert. (b) Der zeitliche Abstand beider Spektralanteile beträgt 4 ps. (c) Die Impulsdauer jedes Anteils liegt bei etwa 800 fs. Gezeigt ist die Autokorrelationsspur für $\lambda_2 = 787$ nm

breiten Eingangsspektrum werden zwei Anteile ohne Überlapp separiert. Sie haben den erwarteten spektralen Abstand $D_\lambda = 15$ nm. Ihre Schwerpunkswellenlängen werden zu $\lambda_1 = 772$ nm und $\lambda_2 = 787$ nm bestimmt und bilden die Grundlage für erste dynamische digital-holographische Untersuchungen mit ultrakurzer Belichtungszeit (Hansel et al. [64] [62] [65]). Durch den Einsatz des Faser-Spektrometers HR2000 (OceanOptics) mit einer Auflösung von 1 nm wurde die spektrale Breite $\Delta\lambda$ mit 4 nm zu groß bestimmt. Das Nachmessen mit einem Spektrometer HR4000 (OceanOptics) höherer Auflösung (0,035 nm) lieferte mit $\Delta\lambda_i = 1,8$ nm, wie erwartet, nur halb so breite spektrale Anteile (Abb. 3.9). Das Spektrometer HR4000 (OceanOptics) wurde für alle weiteren Untersuchungen eingesetzt. Die Bestimmung der Schwerpunkswellenlängen war dennoch stabil, so dass die holographische Auswertung verlässlich ist.

Diese Art der spektralen Filterung stellt die Stabilität der spektralen Eigenschaften völlig unabhängig von Fluktuationen der Ultrakurzpuls-Laserquelle sicher. Dies ist eine Voraussetzung für eine präzise Mehr-Wellenlängen-Formfassung sehr schnell veränderlicher Objekteigenschaften. Festgelegt durch die spektrale Breite werden holographische Untersuchungen mit einer erfassbaren Objektiefe innerhalb der Kohärenzlänge $l_c = 200 \mu\text{m}$ möglich. Der Bereich realisierbarer spektraler Abstände zwischen 6 nm und 54 nm spannt den Bereich korrespondierender synthetischer Wellenlängen $12 \mu\text{m} < \Lambda < 100 \mu\text{m}$ für die eindeutige digital-holographische Phasenrekonstruktion auf. Die erreichten Impulsenergien der gefilterten Anteile von jeweils $E_p \approx 2 \mu\text{J}$ liegen oberhalb der geforderten Aufnahmeenergie.

3.2 Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems

In den Prismenformer werden die verstärkten aber noch zeitlich gestreckten Impulse eingekoppelt. Ausgekoppelt werden zwei spektral getrennte Anteile. Die Autokorrelationsspur (Abb. 3.8b) zeigt, dass diese Anteile auch zeitlich mit 4 ps getrennt sind. Jeder einzelne Anteil hat eine Dauer von etwa 800 fs (Abb. 3.8c). Durch den Einfluss von Dispersion wird es also möglich, spektral getrennte Anteile auch zeitlich zu trennen. Dies kann für digital-holographische Kurzzeituntersuchungen ausgenutzt werden (Abschnitt 6.1.2).

Erzeugung variabler spektraler Kämme

Die spektrale Vermessung der Multi-Spaltblende ohne abgedeckte Spalte mit höherer Auflösung zeigt das Potenzial der Filterung (Abb. 3.9). Mit dieser Methode lässt sich eine zeitlichen Struktur von weniger als 20 ps Dauer mit mehr als 10 Spektralanteile ohne spektralen Überlapp erzeugen. Dabei können detektierbar spektrale Abstände zwischen

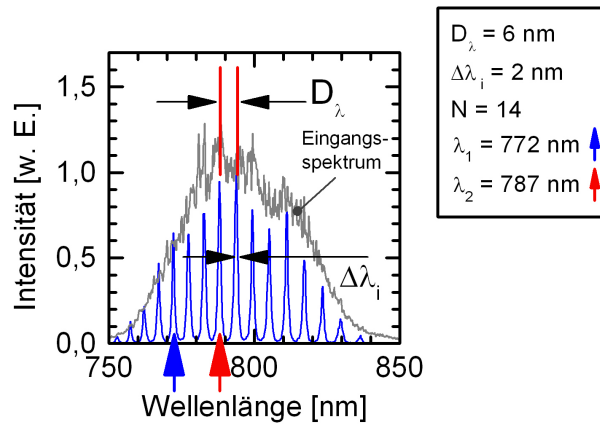


Abbildung 3.9: Mit einer Multi-Spalt-Blende innerhalb der Verstärkerbandbreite erzeugter spektraler Kamm aus 14 Spektralanteilen. Durch Abdecken von Spalten können Anteile zwischen 6 nm und 54 nm diskret ausgewählt werden. Die spektrale Position bleibt innerhalb des Verstärkerspektrums weiter variabel.

6 nm und 54 nm für verschiedene synthetische Wellenlängen innerhalb *eines* optischen Impulses realisiert werden. Aus diesem erzeugten spektralen Kamm mit Anteilen der Breite $\Delta\lambda_i < 2\text{ nm}$ mit nahezu äquidistantem Abstand $D_\lambda = 6\text{ nm}$ können diskrete Wellenlänge-paare für holographische Anwendungen kombiniert werden.

3.2.4 Externe spektrale Formung mit Gitter

Für eine holographische Anwendung ist die interne Impulsformung des gedehnten verstärkten Impulses unter Nutzung der Systemkomponenten möglich. Jedoch hat man keine Möglichkeiten, auf die zeitlichen Eigenschaften des geformten Lichts Einfluss zu nehmen. Insbesondere sollen die spektralen Anteile zeitlich übereinander liegen. Dazu muss es möglich sein, die vom CPA-System aufgeprägte Dispersion auszugleichen. Genau

3 Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle

dafür ist die Kompressoreinheit des genutzten kommerziellen Lasersystems optimiert. Im Weiteren wird ein Konzept zur externen Impulsformung bereits rekomprimierter Verstärkerimpulse diskutiert. Es wird sich zeigen, dass dieses Konzept die flexibelste Methode hinsichtlich einer holographischen Anwendung ist. Der Aufbau kann prinzipiell auch auf andere nicht Ti:Saphir basierte Ultrakurzpuls-Laser übertragen werden. Für die Umsetzung wurden die Impulse des Verstärkersystems *Compact Pro* von Femtopower in einer zweiten Verstärkerkonfiguration verwendet. Das System arbeitet mit einer Repetitionsrate von 3 276 Hz, und liefert eine mittlere Leistung von 2,8 W. Daraus lässt sich eine Einzelimpulsenergie von $E_p = 850 \mu\text{J}$ ableiten. Diese Energie ist im 55 nm breiten Spektrum (Abb. 3.10a) enthalten, das zeitlich auf etwa 20 fs komprimiert wird (Abb. 3.10b).

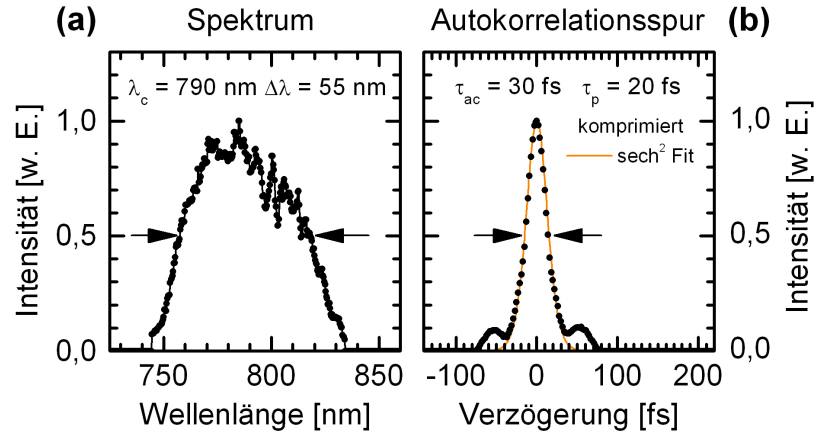


Abbildung 3.10: Spektrale und zeitliche Eigenschaften der ultrakurzen Impulse des CPA-Multipass-Systems. Das Spektrum mit einer Halbwertsbreite von 55 nm wird auf die nahezu bandbreitenbegrenzte Impulsdauer von 20 fs komprimiert.

Für die externe Impulsformung wird das bewährte Prinzip der Gitter-Kompressor-Anordnung umgesetzt [66]. Mit dem in Abbildung 3.11 dargestellten Impulsformeraufbau ist es nun möglich, zeitlich übereinanderliegende spektrale Anteile aus dem Eingangsspektrum zu separieren und dispersive Materialstrecken im Interferometer auszugleichen. Ein Gitter mit einer Gitterkonstanten $g = 1200 \text{ Linien/mm}$ und einem Blazewinkel 37° beugt das Licht in die nullte und -1. Ordnung. Dabei fächert das Impulsspektrum in der -1. Ordnung räumlich auf. Der winkelverteilte spektral aufgefächerte Strahl wird mit einer Zylinderlinse der Brennweite $f = 500 \text{ mm}$ in ihre Brennebene abgebildet. In dieser Fourier-Ebene steht, wie im Prismenaufbau zuvor auch, ein umlenkender Spiegel. Dieser kehrt den Strahlweg um und führt die spektralen Teile wieder zusammen. Sind Gitter und Umkehrspiegel genau im Abstand f zur Linse platziert, sollte der komprimierte Impuls nach Durchlaufen der Anordnung in seinen zeitlichen Eigenschaften reproduziert werden (Null-Dispersions-Abgleich). Spektrale Anteile, die dann mit einer Spaltblende separiert werden, liegen zeitlich übereinander. Die Beugungseffizienz des Gitters in der -1-ten Ordnung liegt etwas unter 50%. Nach zweimaligem Gitterkontakt ist der spektral

3.2 Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems

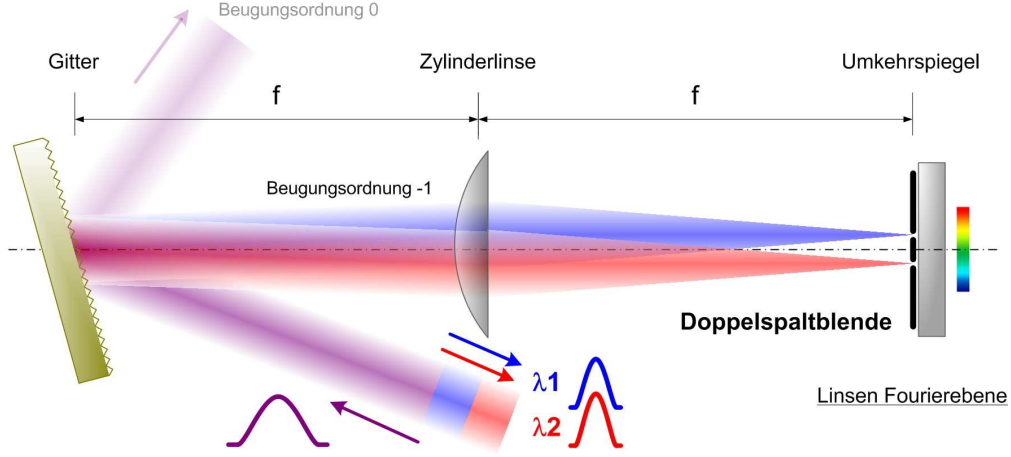


Abbildung 3.11: Externe spektrale Formung mit Gitter. Die durch das Gitter winkelveilten Spektralanteile werden in der Brennebene einer Zylinderlinse konzentriert. Ein Spiegel in dieser Fourier-Ebene kehrt den Strahlweg um und macht so die räumlich-spektrale Trennung rückgängig. Das Einbringen von Spaltblenden direkt vor dem Spiegel ermöglicht das Separieren schmaler spektraler Anteile. Sie liegen zeitlich übereinander für den Fall, dass Gitter und Spiegel genau in der Fokusebene der Linse stehen.

ungefilterte Impuls um den Faktor 5 abgeschwächt. So führt die nullte Beugungsordnung noch die Energie, die nötig ist, um mit einer Linse der Brennweite $f = 200 \text{ mm}$ einen Durchbruch in Luft zu erzeugen. Die Beugungsordnungen stehen in einer festen zeitlichen Beziehung. Durch Abgleich der optischen Wege beider Ordnungen wird eine holographische Untersuchung dieses ultraschnellen Ereignisses oder einer laserinduzierten Materialablation möglich.

Ausgangspunkt einer Beschreibung der dispersiven Eigenschaften dieser Anordnung [67, 68, 69] ist die Gittergleichung

$$\sin[\alpha_{\text{ein}}] + \sin[\alpha_{\text{aus}}] = \frac{m\lambda}{d} \quad m \in \mathbb{N}. \quad (3.2)$$

Aus ihr gewinnt man mit

$$\alpha_{\text{aus}}(\lambda_i) = \arcsin \left[\frac{\lambda_i}{d} - \sin[\alpha_{\text{ein}}] \right] \quad (3.3)$$

die spektrale Winkelverteilung in der Beugungsordnung $m = 1$. Mit Hilfe von Abbildung 3.12 kann die spektrale Ortsverteilung in der Fokusebene abgeleitet werden. Weil die Linse die winkelveilten spektralen Anteile parallelisiert, ist die spektrale Verteilung in der Fokusebene der Verteilung am Ort der Linse gleich und gegeben durch

$$x(\lambda_i) = f \cdot \tan[\alpha_{\text{aus}}(\lambda_i) - \alpha_{\text{aus}}(\bar{\lambda})]. \quad (3.4)$$

3 Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle

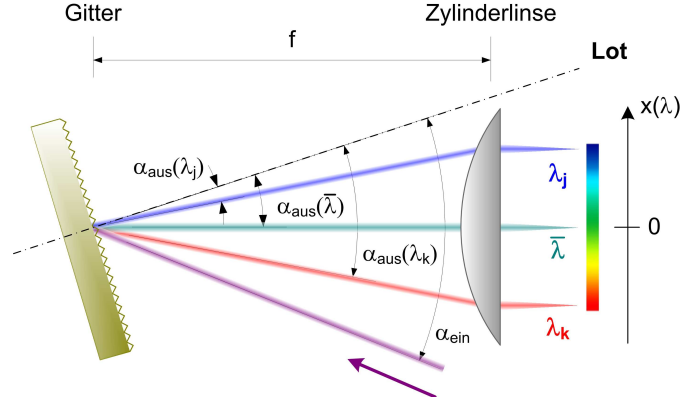


Abbildung 3.12: Spektrale Winkel- und Ortsverteilung der Gitterformer-Anordnung. Steht das Gitter im Abstand f der Linse ist die Ortsverteilung in der Fokusebene der Verteilung der spektralen Zentren am Ort der Linse gleich.

Sie kann linear angenähert werden. Dazu wird eine Taylorentwicklung

$$x(\lambda) = f \left(\sum_m \frac{1}{m!} \frac{d^{(n)}}{d\lambda^{(n)}} \alpha_{\text{aus}}(\lambda) \Big|_{\bar{\lambda}} (\lambda - \bar{\lambda})^n \right) \approx f \frac{d}{d\lambda} \alpha_{\text{aus}}(\lambda) \Big|_{\bar{\lambda}} (\lambda - \bar{\lambda}) \quad (3.5)$$

nach dem ersten Term abgebrochen. Mit Gl. (3.3) ist dann die spektrale Ortsverteilung gegeben durch

$$x(\lambda) = \frac{f}{d \cos[\alpha_{\text{aus}}(\bar{\lambda})]} (\lambda - \bar{\lambda}). \quad (3.6)$$

Der Einfallswinkel der realisierten Anordnung beträgt $\alpha_{\text{ein}} = 40^\circ$. Aus der Gitterkonstanten g lässt sich der Linienabstand $d = 1/g = 833 \text{ nm}$ berechnen. Mit dem Beugungswinkel der Schwerpunktswellenlänge $\bar{\lambda}$ von $\alpha_{\text{aus}}(\bar{\lambda}) = 18^\circ$ kann die zu erwartende räumliche Ausdehnung spektraler Abschnitte in der Fourier-Ebene berechnet werden $\Delta x / \Delta \lambda = 630 \mu\text{m/nm}$.

Wie Martinez [66, 70] zeigt, kann mit einem Gitter-Teleskop-Aufbau durch Verschieben des Gitters aus der Brennebene der Linse sowohl negative als auch positive Dispersion 2. Ordnung erzeugt werden. Martinez leitet für einen zur Fourier-Ebene symmetrischen Aufbau mit zwei Linsen und zwei Gittern den Ausdruck

$$\frac{d^2}{d\omega^2} \phi \Big|_{\bar{\omega}} = -\frac{\bar{\omega}}{c_0} \left(\frac{d\alpha}{d\omega} \Big|_{\bar{\omega}} \right)^2 (z'' M^2 + z') \quad (3.7)$$

für die GDD ab. Dabei sind z' und z'' die Abstände von Gitter 1 bzw. Gitter 2 zur Brennebene der zugehörigen Linse 1 und Linse 2. Das Verhältnis der im Allgemeinen verschiedenen Brennweiten ist gegeben durch $M = f/f'$. Wird mit der Aufbaugeometrie $(z'' M^2 + z') < 1$ realisiert, induziert der Aufbau einen positiven Wert der GDD. Für den in dieser Arbeit realisierten Aufbau ist $z' = z'' =: z$ und $M = 1$. Mit $\omega = 2\pi c/\lambda$ und Gl.

(3.3) ist

$$\left. \frac{d^2}{d\omega^2} \phi \right|_{\bar{\omega}} = - \frac{4\pi^2 c_0}{\bar{\omega}^3 d^2 \cos^2[\alpha_{\text{aus}}(\bar{\omega})]} (2z). \quad (3.8)$$

und liefert für die Anordnung einen Wert der GDD als Funktion der Gitterverschiebung von $\Delta\text{GDD}/\Delta z = \pm 2800 \text{ fs}^2/\text{mm}$.

Die ideal justierte Anordnung sollte dispersionsneutral sein. Es gibt jedoch Parameter die zur Veränderung der zeitlichen Impulsform auch für den optimal justierten Aufbau führen. Die Zylinderlinse hat eine rechteckige Fläche von $50 \times 30 \text{ mm}$ und wird bei einem Strahldurchmesser von 25 mm und die weite Auffächerung durch das Gitter fast vollständig ausgeleuchtet. Damit ist der Linsendurchgang nicht mehr auf das paraxiale Gebiet beschränkt, was zu Abbildungsfehlern führt. Die chromatische Abberation wird bei einer spektralen Breite der verwendeten ultrakurzen Laserimpulse von 55 nm Einfluss auf die Abbildung haben. Für die nicht farbkorrigierte Linse des Aufbaus haben die unterschiedlichen spektralen Komponenten, insbesondere an den spektralen Rändern, unterschiedliche Brennweiten [69]. Damit eine Trennung von ein- und auslaufendem Strahl im Aufbau möglich wird, spannen beide einen kleinen Winkel auf. Sie laufen damit leicht diagonal durch die Linse. Dies führt in der Summe dazu, dass der Aufbau dem Impulsspektrum Dispersionsbeiträge auch höhere Ordnung aufprägt. Abbildung 3.13a zeigt die gemessene Autokorrelationsspur des Ausgangsimpulses für die optimal justierte Formeranordnung. Sie besitzt einen verbreiterten Sockel und ist mit 63 fs Halbwertsbreite etwas länger als der Eingangsimpuls. Weil aber für die vorgestellte holographisch-interferometrische Anwendung keine hohen Anforderungen an die zeitliche Impulseigenschaften stellt, sind die eingebrachten Abweichungen nicht kritisch. Wichtig für die holographische Auswertung ist die stabile Trennung spektraler Anteile, die eine zeitliche Struktur mit einer Dauer im sub-ps Bereich formen.

Vorkompensation interferometrischer Elemente

Für die holographische Aufnahme ist ein interferometrischer Aufbau notwendig, in dem kohärente Teilstrahlen mit Strahlteilern getrennt und wieder zur Interferenz gebracht werden. Wichtig für den zeitlichen Informationsgehalt des Hologramms sind die zeitlichen Eigenschaften am Ort des Objekts. Hier sollen die separaten spektralen Anteile zeitlich übereinanderliegen. Dazu müssen die dispersiven Beiträge des Strahlteilermaterials möglichst kompensiert werden. Die zeitliche Dauer der Impulse bei der Detektion ist irrelevant, solange die Impulsdauer kleiner als die Kamera-Verschlusszeit ist. Diese Bedingung aber ist für eine Impulsdauer um 1 ps in jedem Fall gegeben und ist ein Spezifikum der Methode. Eine zeitliche Streckung der Impulse auf eine Dauer größer als die Verschlusszeit der Kamera von $1 \mu\text{s}$ durch dispersive optische Elemente im interferometrischen Aufbau ist unmöglich.

Auf dem Weg zum Objekt liegen zwei Strahlteilerstrecken. Es werden Strahlteilerwürfel der Kantenlänge 40 mm im Interferometer eingesetzt, um Beugungserscheinungen durch das Beschneiden des Strahlprofils zu verhindern. Die wesentlichen Dispersionsbeiträge 2. und 3. Ordnung der im Interferometer zu durchlaufenden 80 mm des Strahlteiler-

materials SF15 werden zu $GDD_{SF15} = 11\,780\text{ fs}^2$ und $TOD_{SF15} = 7\,380\text{ fs}^3$ ermittelt [71]. Nach Durchlaufen dieser Materialstrecke hat der zuvor optimierte kurze Ausgangsimpuls der Formeranordnung (Abb. 3.13a) die Autokorrelationsspur in Abbildung 3.13b mit einer Breite von 1,2 ps. Die GDD des Strahlteilers kann durch Verschieben des Gitters um

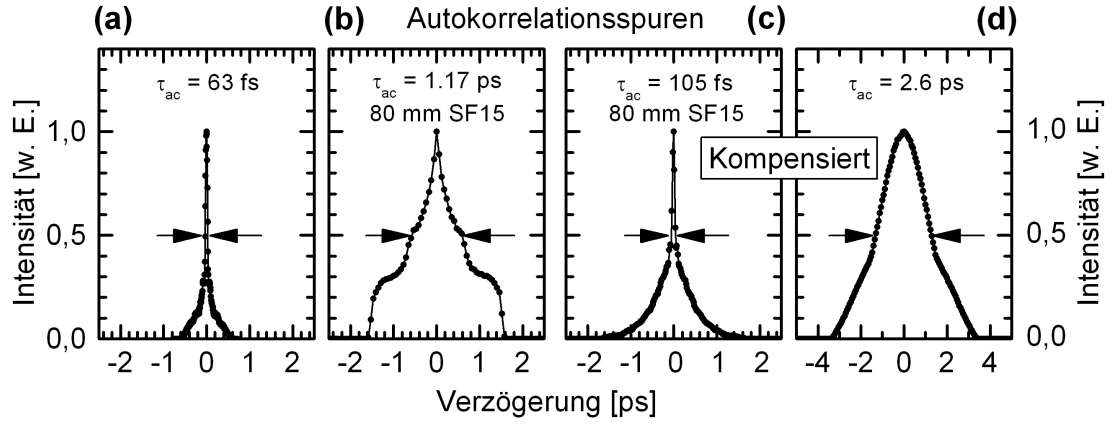


Abbildung 3.13: Vorkompensation der interferometrischen Strahlteilerstrecke von 80 mm des Materials SF15. (a) Autokorrelationsspur des mit der Impulsformeranordnung optimiert kurzen Impulses (b) Autokorrelationsspur nach Durchlaufen der 80 mm Materialstrecke (c) Autokorrelationsspur des durch Verschieben des Gitters im Formungsaufbau nach der Materialstrecke verkürzten Impulses. (d) Autokorrelationsspur des vorkompensierten Impulses vor der Materialstrecke

etwa $z = -4,2\text{ mm}$ aus der $4f$ -Konfiguration heraus, d. h. zur Linse hin, vorkompensiert werden. Durch dieses Verschieben des Gitter wird die zeitliche Struktur nach der Glasstrecke auf 100 fs Autokorrelationsbreite verkürzt (Abb. 3.13c). Vor der Glasstrecke hat der Impuls dann die Autokorrelationsspur in Abbildung 3.13d mit einer Breite von fast 3 ps.

Die TOD der Gitteranordnung ist positiv [68] und kann deshalb die positive TOD des Materials nicht gleichzeitig mit der GDD kompensieren. Im Gegenteil, die TOD des Aufbaus addiert sich zur Material TOD, was am breiten Auslaufen der Autokorrelationsspur in Abbildung 3.13c sichtbar wird.

Spektrale Formung

Für eine holographische Anwendung werden aus dem Gesamtspektrum mit zwei Spaltblenden in der Fourier-Ebene der Zylinderlinse zwei spektrale Anteile um $\lambda_1 = 771\text{ nm}$ und $\lambda_2 = 783\text{ nm}$ herausgeschnitten (Abb. 3.14a). Beide Blenden haben eine Breite von $b = 630\text{ }\mu\text{m}$ und erfassen damit den erwarteten spektralen Bereich von 1 nm. Diese spektrale Breite korrespondiert mit einer Kohärenzlänge von $l_c = 400\text{ }\mu\text{m}$. Ein spektraler Anteil enthält noch etwa den 60-sten Teil der Gesamtimpulsenergie (numerisch bestimmtes Flächenverhältnis des Teilspektrums zum Gesamtspektrum im Frequenzraum). Die Beugungsverluste am Gitter der Formungsanordnung und die spektrale Formung verrin-

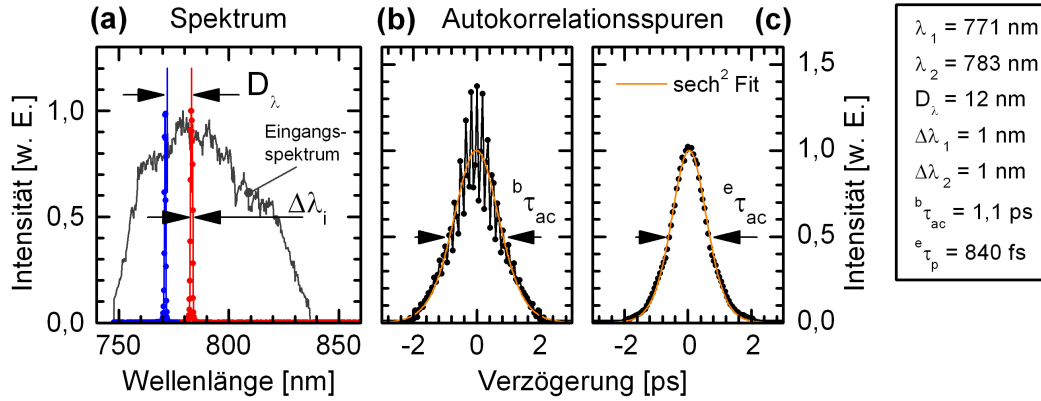


Abbildung 3.14: Spektrale und zeitliche Eigenschaften der erzeugten Pulsstruktur am Ort des Objekts. (a) Aus dem Gesamtspektrum separierte spektrale Anteile (b) Autokorrelationsspur beider Spektralanteile. Die Interferenzstruktur zeigt den zeitlichen Überlapp an. (c) Autokorrelationsspur des spektralen Einzelanteils um 783 nm. Die zeitliche Dauer der Impulse liegt unter 1 ps.

gern die Impulsenergie zur digital-holographischen Untersuchung um den Faktor 300. Aus der ursprünglichen Impulsenergie von $E_p = 850 \mu\text{J}$ bleiben nach der spektralen Filterung theoretisch $E_{\text{Filter}} = 2,8 \mu\text{J}$. Bestätigend wurde nach dem Gitterformer eine Impulsenergie des spektralen Einzelanteils von $E_{\text{Filter}}^m \simeq 3 \mu\text{J}$ gemessen. Aufgrund der geringeren spektralen Breite enthalten die Impulse auch eine geringere Energie. Das schränkt die Detektion an den Rändern des Impulsspektrums ein. Deshalb ist der Bereich möglicher synthetischer Wellenlängen zwischen $15 \mu\text{m} < \Lambda < 100 \mu\text{m}$ gegenüber dem Prismenaufbau nach unten etwas kleiner. Für die holographische Anwendung wurde ein Abstand von 12 nm gewählt, woraus sich eine synthetische Wellenlänge von $50,3 \mu\text{m}$ ergibt. Die Autokorrelationsspur des spektralen Einzelanteils in Abbildung 3.14c mit einer Halbwertsbreite von 1.1 ps zeigt, dass die Einzelimpulsdauer mit etwa 850 fs nahezu bandbreitenbegrenzt ($\Delta\lambda_i = 1$ nm) ist. Die Autokorrelationsspur beider Spektralanteile hat die gleiche zeitliche Dauer wie der Einzelanteil. Damit liegen beide Spektralanteile zeitlich übereinander und formen eine zeitlich Interferenzstruktur (Abb. 3.14b). Sie gewinnen also die Objektinformation innerhalb von 850 fs zeitgleich [72] [73].

3.2.5 Akusto-optische Impulsformung

Zur Beeinflussung der spektral-zeitlichen Eigenschaften gibt es neben der sehr häufig eingesetzten Gitter-Kompressor-Anordnung auch die akusto-optische Impulsformung. Zur Kompensation von Dispersion und spektraler Einengungseffekte in Ultrakurzpuls-Verstärker wurde von Verluise et al. der sogenannte Dazzler vorgestellt [74]. In diesem Gerät wird zur Beeinflussung ultrakurzer optischer Impulse das von Tournois vorgeschlagene Prinzip eines akusto-optischen programmierbarer dispersiver Filter (AOPDF) umgesetzt [75]. Die Impulsformung basiert auf der kollinearen Wechselwirkung einer akustischen Welle mit einer optischen Welle in einem doppelbrechenden Kristall (Abb.

3.15). Die beiden optischen Ausbreitungsmoden eines doppelbrechenden Kristalls haben

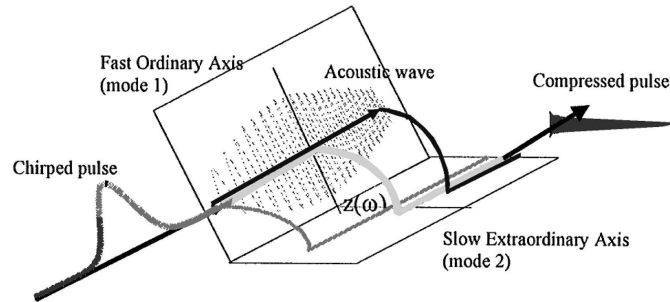


Abbildung 3.15: Prinzipskizze zur Wirkungsweise eines akustooptisch programmierbaren dispersiven Filters. (entnommen aus [74])

unterschiedliche Brechungsindizes, d. h. unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Mit dem in den Kristall eingekoppelten frequenzmodulierten akustischen Feld können Ort und Zeitpunkt des Übergangs optischen Frequenzkomponenten von der schnellen in die langsame Ausbreitungsmoden ausgewählt werden. Optische Frequenzkomponenten können also gegeneinander verzögert werden. Damit wird eine Manipulation des optischen Impulsfeldes in Amplitude und Phase über die Amplitude eines frequenzmodulierten HF-Signals ohne eine optische Fourier-Transformation möglich. Eine tiefergehende Diskussion der Grundlagen einer akusto-optischen Wechselwirkung findet man bei Yariv und Yeh [76]. Über die vielen verschiedenen Möglichkeiten ihrer Anwendung gibt Korpel [77] einen Überblick. Für eine digital-holographische Formerfassung wurde ein Ti:Saphir-basiertes Multipass-Verstärkersystem (Femtopower Compact Pro, Femtolasers) mit einem AOPDF (Dazzler, Fastlite) (Abb. 3.16) zur optimierten Impulsverstärkung eingesetzt. Das System zeichnet sich gegenüber den anderen vorgestellten Methoden dadurch

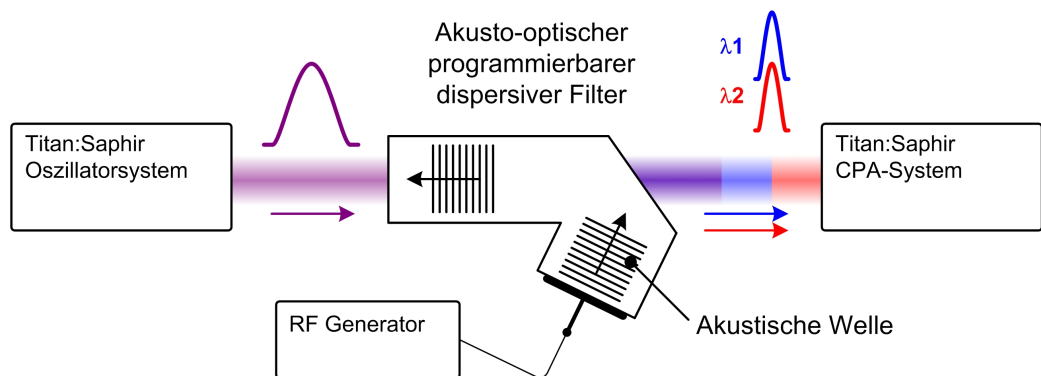


Abbildung 3.16: Prinzip der akusto-optischen Impulsformung mit einem akusto-optischen programmierbaren dispersiven Filter (Dazzler, Fastlite). Die Impulse der Oszillatorquelle werden in einem HF-gesteuerten akusto-optischen Kristall geformt und danach im Multipass Verstärker verstärkt.

3.2 Spektrale Formung eines Ultrakurzpuls-Verstärkersystems

aus, dass es ohne zusätzliche interne oder externe optische Komponenten auskommt. Die Parameter der Formung können rechnergestützt systemintern sehr komfortabel verändert werden. Dazu wird zwischen Oszillatorquelle und Verstärkereinheit ins System eingegriffen (Abb. 3.1). Das System arbeitet bei einer Wiederholrate von 1 kHz und liefert Impulse mit einer Impulsenergie von 0.6 mJ. Es besitzt ein Verstärkerspektrum mit einer spektralen Halbwertsbreite von 30 nm um die Schwerpunktwellenlänge von 783 nm. Die Impulse können auf 25 fs komprimiert werden. In der Steuersoftware können zwischen 760 nm und 830 nm gleichzeitig zwei Spektralanteile mit unterschiedlichem spektralen und zeitlichen Abstand programmiert werden. Ihre Impulsenergien reichen im Spektralbereich zwischen 765 nm und 815 nm aus, um das holographische Kamerasystem für auswertbare holographische Aufnahmen zu belichten. Die minimal realisierbare spektrale Breite legt mit $\Delta\lambda_{\min} = 4$ nm eine Kohärenzlänge von $l_c = 100 \mu\text{m}$ und den minimal erreichbaren spektralen Abstand von $D_{\min} \sim 10$ nm fest. Der Bereich möglicher synthetischer Wellenlängen liegt zwischen $14 \mu\text{m} < \Lambda < 60 \mu\text{m}$. Für eine Zwei-Wellenlängen-

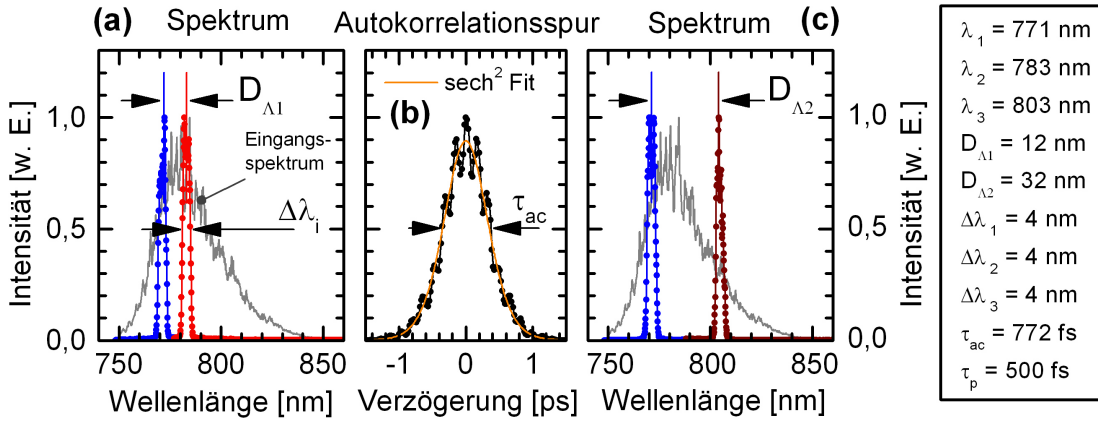


Abbildung 3.17: Akusto-optische Impulsformung. Spektrale und zeitliche Eigenschaften der erzeugten Impulsstruktur am Ort des Objekts. (a) und (c) Spektren für zwei spektrale Paare mit unterschiedlichem spektralen Abstand. (b) Gemessene Autokorrelationsspur für die Paarung mit kleinem spektralem Abstand

Formerfassung wurden zwei spektrale Paare mit unterschiedlichem spektralen aber ohne zeitlichen Abstand umgesetzt. Die erste Paarung bilden die Schwerpunktwellenlängen $\lambda_1 = 771$ nm und $\lambda_2 = 783$ nm (Abb. 3.17a). Der spektrale Abstand von $D_{\Lambda 1} = 12$ nm korrespondiert mit der synthetischen Wellenlänge $\Lambda_1 = 50,3 \mu\text{m}$. Die Schwerpunktwellenlängen $\lambda_1 = 771$ nm und $\lambda_3 = 803$ nm (Abb. 3.17c) bilden die zweite Paarung. Ihr spektraler Abstand von $D_{\Lambda 2} = 32$ nm korrespondiert mit der synthetischen Wellenlänge $\Lambda_2 = 18,3 \mu\text{m}$. Die nach der Verstärkung erreichte Impulsenergie des spektralen Einzelanteils liegt bei etwa $E = 2 \mu\text{J}$. Die Autokorrelationsspuren der spektralen Paare (Abb. 3.17b) unterscheiden sich nur durch die Periodizität ihrer zeitlichen Interferenzstruktur. Die Impulsdauer ist mit etwa 500 fs genauso groß wie die der spektralen Einzelanteile.

3.3 Zusammenfassender Überblick

Ausgehend von einer nur kleinen internen Modifikation der Kompressoreinheit eines Ultrakurzpuls-CPA-Verstärkersystem konnten vier verschiedenen Ansätze der spektralen Formung mit verschiedenen Vor- und Nachteile für eine Zwei-Wellenlängen-Formerfassung erfolgreich entwickelt werden (Tab. 3.1). Zur Umsetzung der internen Methoden und wird an verschiedenen Stellen des Verstärkersystems eingegriffen (Abb. 3.1).

Im Ergebnis sind alle Methoden energetisch für die digital-holographische Aufnahme geeignet und wurden erfolgreich für eine digital-holographisch-interferometrische Zwei-Wellenlängen-Auswertung eingesetzt. Am komfortabelsten bei der Einstellung spektraler und zeitlicher Parameter hat sich der Einsatz des Dazzlers zur internen Impulsformung gezeigt. Die externe spektrale Former mit Gitter besitzt das größte Potential für eine digital-holographische Anwendung. Hier lassen sich die geringste spektralen Breiten unter 2 nm für eine kontrastreiche Trennung in der digital-holographischen Methode realisieren. Darüber hinaus ist es mit dieser Methode möglich, die dispersiven Einflüsse optischer Elemente der interferometrischen Anordnung für eine minimale Impulsdauer am Ort des Objekts zu kompensieren.

Zum ersten Mal steht eine digital-holographische Lichtquelle zur Verfügung, mit der eine Mehr-Wellenlängen-Formerfassung in einem Einzelimpuls-Verfahren möglich wird.

Methode der Formung	Kohärenzlänge	Synthetische Wellenlänge	Impulsenergie
Kompressorspalt	25 μm	10 μm bis 60 μm	3 μJ bis 22 μJ
	Vorteile: einfache, interne Umsetzung, hohe Impulsenergie Nachteile: spektral sehr breit		
Prismen-Former	200 μm	12 μm bis 100 μm	2 μJ
	Vorteile: interne Umsetzung, spektraler Kamm Nachteile: fester zeitlicher Abstand		
Gitter-Former	400 μm	15 μm bis 100 μm	3 μJ
	Vorteile: variable dispersive Eigenschaften, geringe spektrale Breite, spektraler Kamm, zusätzlich ungeformter Anteil Nachteile: externe Umsetzung		
Dazzler	100 μm	14 μm bis 60 μm	2 μJ
	Vorteile: komfortable spektral-zeitliche Formung Nachteile: nur zwei spektral breite Anteile		

Tabelle 3.1: Vergleichende Zusammenstellung der für eine digital-holographische Anwendung wichtigen Eigenschaften der entwickelten Ultrakurzpuls-Laserquellen

4 Digital-holographische Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Interferometrie (DHEMI)

Die in dieser Arbeit mit unterschiedlichen Ansätzen entwickelte Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpulsquelle bildet die Voraussetzung, um schnell veränderliche Objekteigenschaften hoher Phasendynamik interferometrisch erfassen zu können. Sie liefert mehrere getrennte spektrale Schwerpunkte, die in einem Impuls mit einer Dauer von weniger als einer Pikosekunde zeitlich gekoppelt sind. Damit ist das Problem der spektralen Gleichzeitigkeit für mechanische Untersuchungen detektorunabhängig gelöst. Um die Eigenschaften dieser besonderen Lichtquelle ausnutzen können, werden an ein digital-holographisch-interferometrisches Aufnahme- und Auswertsystem zwei Forderungen gestellt. Erstens müssen die mit den unterschiedlichen Spektralanteilen erzeugten Hologramme zeitlich synchron aber für eine numerische Behandlung unabhängig voneinander gespeichert werden. Zweitens ist für eine interferometrische Phasendifferenzauswertung sicherzustellen, dass die Ergebnisse der getrennten numerischen Rekonstruktion räumlich korreliert sind.

Zur Umsetzung dieser Forderungen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Digital-holographische Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Interferometrie (DHEMI) entwickelt. Kern der neuen Methode ist eine polarisationskodierende Sequenz von Halbwellenplatten, die in Verbindung mit einem Polarisationsstrahlteiler eine räumliche Trennung spektral verschiedener holographischer Informationen möglich macht. Zur simultanen Speicherung werden zwei unabhängige, synchronisierte Digitalkameras eingesetzt. Um diese Sequenz kann im Prinzip jeder interferometrische Aufbau erweitert werden. Für die Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein kompaktes Twyman-Green-Interferometer und eine universelle Mach-Zehnder-Anordnung für Reflexions- und Transmissionsanalysen eingesetzt. Die numerische Rekonstruktion nutzt den Faltungsansatz (Abschnitt 2.1.2) der nach Schnars und Jüptner [14] neu implementiert wurde, um automatisierte Auswertroutinen für umfangreiche Hologrammsequenzen aus zeitaufgelösten Analysen zu ermöglichen und in diesen variabel reagieren zu können. Die Verwendung von zwei unabhängigen Kameras zur digital-holographischen Speicherung erfordert zusätzliche numerische Auswertschritte, die für ein synthetisches Objekt (Anhang B) zuvor abgeleitet wurden.

4.1 Digital-holographische Aufnahme

Der digital-holographischen Aufnahme kommt eine besondere Bedeutung zu, hängt doch von ihr ganz wesentlich die Qualität und Aussagekraft der interferometrischen Auswertung ab. Zur Umsetzung der klassischen digitalen Holographie ohne abbildende Optiken wurde zunächst eine kompakte interferometrische Twyman-Green-Anordnung (Abb. 4.1) realisiert. Es handelt sich dabei um eine Variante des Michelson-Interferometers mit aufgeweitetem Strahl zur interferometrischen Untersuchung lateral ausgedehnter Objekte [78]. Im Twyman-Green-Interferometer wird das eingekoppelte Licht der holographischen

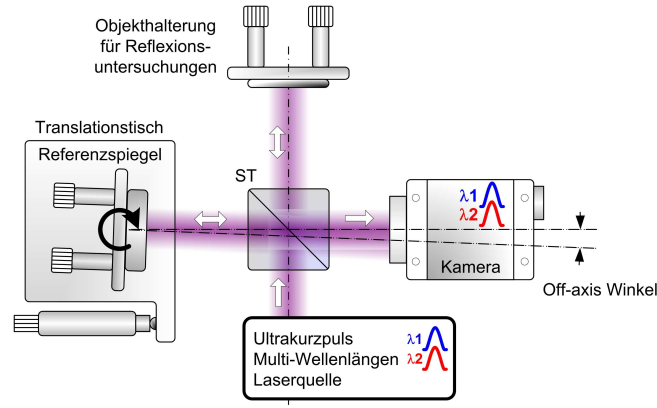


Abbildung 4.1: Twyman-Green-Interferometer. Das eingestrahlte Licht wird von einem zentralen Strahlteiler (ST) in eine Objekt- und eine Referenzwelle geteilt und unter dem Off-axis-Winkel wieder überlagert. Hologramme in unterschiedlichen spektralen Bereichen können mit dieser Anordnung nur nacheinander aufgenommen werden.

Quelle von einem zentralen Strahlteiler (ST) in eine Objekt- und eine Referenzwelle geteilt. Nach ihrem Hin- und Rücklauf in den Interferometerarmen propagieren beide teilkohärenten Anteile, überlagert durch den Strahlteiler, zur Kameraebene. Sind die Interferometerarme abgeglichen, d. h. ihre Längen stimmen innerhalb der Kohärenzlänge der Lichtquelle überein, werden Objekt- und eine Referenzwelle interferieren. Die Digitalkamera detektiert die Intensität dieser Superposition.

Um die maximal mögliche laterale Ortsauflösung der Rekonstruktion zu erhalten, werden gewöhnlich Phasenschiebungsverfahren umgesetzt. Dabei müssen für die Trennung der holographischen Beugungsanteile zu einem Objektzustand mehrere Hologramme mit unterschiedlichen Phasenlagen des Referenzwellenfeldes aufgenommen werden. Sie sind deshalb für zeitauflösende Einzelimpuls-Verfahren nicht geeignet. Für solche Verfahren wird die Off-axis-Holographie (Abschnitt 2.1.1) eingesetzt. Bei dieser Methode prägt der verkippte Referenzspiegel in der interferometrischen Anordnung der Beleuchtungswelle eine Phasenrampe

$$\varphi_{\text{ref}}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(x \sin[\alpha_x^{\text{off}}] + y \sin[\alpha_y^{\text{off}}] \right) \quad (4.1)$$

auf. Sie ist bestimmt durch die Off-axis-Winkel α_x^{off} und α_y^{off} in x - bzw. y -Richtung. Das resultierende Off-axis-Hologramm zeichnet sich durch eine räumliche Trägerschwingung aus, mit der die Beugungsanteile des Hologramms aus nur einer Aufnahme voneinander separierbar werden.

Für die Qualität der interferometrischen Auswertung sind Zwei Parameter zu optimieren. Zum einen sollte das Hologramm einen hohen Streifenkontrast der Interferenzstruktur aufweisen. Dazu werden die Interferometerarme abgeglichen und die Intensität des Referenzlichts auf die Intensität des Objektslichts abgestimmt. Zum anderen ist der Off-axis-Winkel α^{off} für die Trennung der Beugungsanteile möglichst groß zu wählen. Dieser Winkel unterliegt jedoch Beschränkungen. Eine obere Schranke ist gegeben durch die Abtasteigenschaften des Detektors (Abschnitt 2.1.2). Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera A504k von Basler hat einen Pixelabstand von $12\text{ }\mu\text{m}$. Mit der realisierten holographischen Wellenlänge $\lambda = 783\text{ nm}$ wird der Grenzwinkel $\alpha_{\text{off}} \leq \alpha_{\text{max}} = 1,9^\circ$ durch Gleichung 2.15 festgelegt. Die Formung der Ultrakurzpuls-Laserquelle realisiert Kohärenzlängen $> 100\text{ }\mu\text{m}$ für spektrale Breiten $< 4\text{ nm}$. Damit die Ausdehnung der Interferenzzone b_H (Gl. 2.47) größer als die Diagonale des Kamerasensors $d_{\text{sen}} = 12,3\text{ mm}$ ist, wird der Off-axis-Winkel $\alpha_{\text{off}} \leq 1^\circ$ weiter eingeschränkt. Darüber hinaus führt die Propagation einer verkippten Referenzwelle in der Kameraebene zu einem lateralen Versatz. Für einen begrenzten Strahlquerschnitt muss gesichert sein, dass Objekt- und Referenzwelle in der Kameraebene einen räumlichen Überlapp haben, der den zu untersuchenden Objektbereich einschließt. So wurde in allen experimentellen Untersuchungen der Off-axis-Winkel $\alpha_x^{\text{off}} = \alpha_y^{\text{off}} =: \alpha_{\text{off}} \approx 0,4^\circ$ gewählt.

4.1.1 Polarisationskodierung zur spektralen Trennung

Die Vorteile eines direkten Phasenzugriffs in der Digitalen Holographie können mit der neuartigen Mehr-Wellenlängen-Laserquelle in einem digital-holographischen Einzelimpuls-Verfahren nur dann genutzt werden, wenn die spektralen Anteile separierbar oder unabhängig voneinander detektiert werden. Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren DHEMI nutzt für die spektrale Trennung der holographischen Information Halbwellenplatten (HWP) höherer Ordnung. Mit ihnen kann auf die Polarisationsrichtungen der verschiedenen Spektralanteile unterschiedlich Einfluss genommen werden. Durch Kombination ausgesuchter Verzögerungsplatten zu den Nennwellenlängen 761 nm und 689 nm (Anhang A) ist es möglich, die Polarisation zweier benachbarter spektraler Schwerpunkte senkrecht zueinander auszurichten. Wird dieser spezifischen Verzögerung ein Polarisationsstrahlteiler (PST) nachgestellt, können die aus dem Ultrakurzpuls-Spektrum separierten Anteile für eine digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Aufnahme räumlich voneinander getrennt werden. Abbildung 4.2 zeigt das mit verschiedenen Kombinationen der beiden HWP erzielte Polarisationsverhalten für das ungeformte Laserspektrum in Transmission und Reflexion hinter dem PST. Für die Zwei-Wellenlängen-Formierung wurde die Kombination aus zwei HWP ausgewählt, auf deren spektrales Verhalten die spektrale Formung der Laserquelle abzustimmen ist.

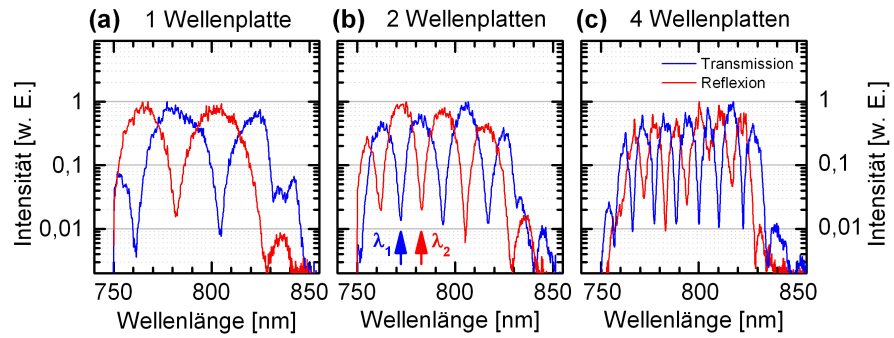


Abbildung 4.2: Polarisationsverhalten kaskadierter HWP hoher Ordnung. Dargestellt ist die gemessene Intensität nach einem Polarisationsstrahlteiler: (a) Einzelne HWP zu einer Nennwellenlänge von 761 nm, (b) Kombination von 2 HWP mit 761 nm und 689 nm, (c) Kombination von 4 HWP, jeweils 2 mit 761 nm und 689 nm

4.1.2 Erweitertes Twyman-Green-Interferometer

Das Twyman-Green-Interferometer zur Umsetzung der Off-axis-Holographie wird durch die Kombination aus HWP-Sequenz und Polarisationsstrahlteiler erweitert (Abb. 4.3) und ermöglicht damit die unabhängige Aufnahme von zwei spektral verschiedenen Hologrammen. Die Lichtquelle bestimmt, mit welchem spektralen Kontrast die Trennung realisiert werden kann. Sie hängt von der Breite der spektralen Bereiche und dem Abstand ihrer Schwerpunkswellenlängen ab.

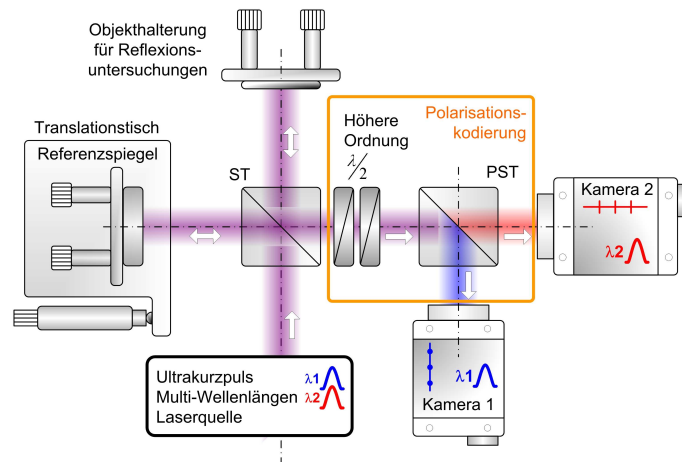


Abbildung 4.3: Für eine digital-holographische Einzelimpuls-Anwendung erweitertes Twyman-Green-Interferometer. Die Sequenz von HWP dreht effektiv nur die Polarisationsrichtung einer der beiden Spektralanteile um 90°. Der nachgestellte Polarisationsstrahlteiler (PST) kann so die beiden Anteile in die zwei unabhängigen Kameraarme leiten.

Polarisationskodierung bei interner Prismen-Impulsformung

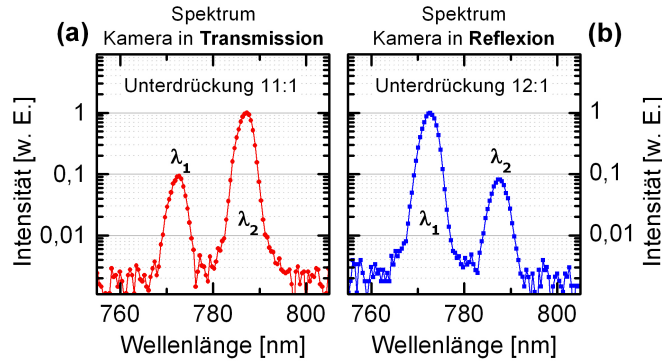


Abbildung 4.4: Spektrale Intensitätsverhältnisse in den Kameraarmen des erweiterten Twyman-Green-Interferometers bei Einkopplung der Impulse nach interner Impulsformung mit Prismen (Abschnitt 3.2.3). Die Unterdrückung ist höher als 10:1.

Abbildung 4.4 zeigt die in den Kameraarmen gemessene spektrale Intensitätsverteilung, wenn in das Twyman-Green-Interferometer die Impulse nach der internen Impulsformung mit Prismen (Abschnitt 3.2.3) eingekoppelt werden. Der mit den spektralen Schwerpunkten $\lambda_1 = 772 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 787 \text{ nm}$ in den Kameraarmen erzielte Kontrast von $> 10 : 1$, kann für die digital-holographische Formerfassung genutzt werden.

Polarisationskodierung bei akusto-optischer Formung

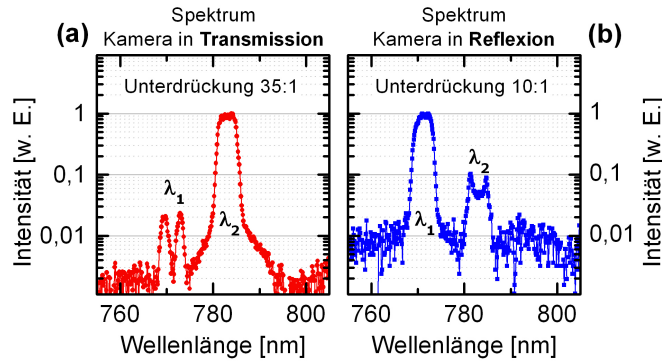


Abbildung 4.5: Spektrale Intensitätsverhältnisse in den Kameraarmen des erweiterten Twyman-Green-Interferometers bei Einkopplung der Impulse nach akusto-optischer Formung (Abschnitt 3.2.5). Hier konnte eine Unterdrückung von bis zu 35:1 erreicht werden.

Durch die akusto-optische Formung mit dem Ultrakurzpuls-Verstärkersystem konnte in der interferometrischen Twyman-Green-Anordnung der spektrale Abstand der eingesetzten Wellenlängen auf $\lambda_1 = 771 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$ optimiert werden (Abb. 4.5).

Mit dieser Methode wird ein Kontrast von bis zu $> 35 : 1$ erreicht. Allerdings wird deutlich, dass die mit dieser Methode zur Impulsformung minimal erzielte spektrale Breite von 4 nm das erreichbare spektrale Intensitätsverhältnis begrenzt. Im unterdrückten spektralen Anteil zeichnet sich das Polarisationsverhalten der Halbwellenplatte ab.

4.1.3 Universelles Mach-Zehnder-Interferometer

Eine Twyman-Green-Anordnung kann sehr kompakt umgesetzt werden, doch bleibt die interferometrische Auswertung auf dynamische Objekte in Reflexion beschränkt. Ausserdem kann das Intensitätsverhältnis von Objekt- und Referenzwelle nicht verlustfrei und nur diskret mit Graufiltern angepasst werden. Das schränkt die Möglichkeiten einer Anwendung ein. Abgestimmt auf das neue Verfahren DHEMI wurde deshalb eine interferometrische Mach-Zehnder-Anordnung (Abb. 4.6) entwickelt. Dieser Aufbau hat

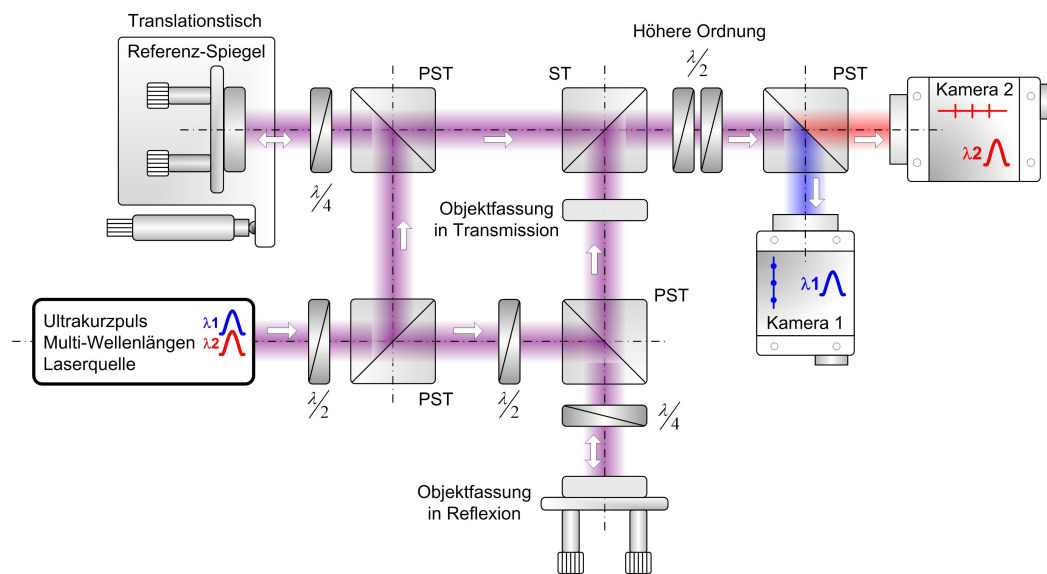


Abbildung 4.6: Universelles Mach-Zehnder Interferometer für die DHEMI. Referenz- und Objektlichtintensität können verlustfrei angepasst werden. Es können Objekte in Transmission und Reflexion in einem Ausbau vermessen werden. Die Anordnung wirkt polarisationsreinigend und ist für Deformationsanalysen aus der Ebene heraus optimiert.

gegenüber der Twyman-Green-Anordnung wesentliche Vorteile. Es ist nun möglich, mit einem Aufbau Objekte in Transmission und Reflexion zu untersuchen. Dabei wird eine Beleuchtung und Beobachtung des Objekts unter kleinen Winkeln realisiert. So ist der Betrag des Sensitivitätsvektor (Abschnitt 2.2.1) für Deformationen aus der Ebene heraus (out-of-plane) optimiert. Darüber hinaus wirken die Polarisationsstrahlteiler in den Interferometerarmen polarisationsreinigend. Sie optimieren die Polarisationskodierung in der dem Interferometer nachgestellten Sequenz zur spektralen Trennung. Anders als in der Twyman-Green-Anordnung wird in diesem Interferometer das eingekoppelte linear

polarisierte Laserlicht durch einen Polarisationsstrahlteiler in Referenz- und Objektwelle geteilt. Mit der vorangestellten breitbandigen Halbwellenplatte werden nun Referenz- und Objektlichtintensität für eine kontrastoptimierte Aufnahme verlustfrei angepasst.

Polarisationskodierung bei externer Gitter-Impulsformung

Für digital-holographische Untersuchungen wird in das Mach-Zehnder-Interferometer die Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpulsquelle mit externer Gitter-Impulsformung (Abschnitt 3.2.4) eingekoppelt. Die erreichten spektralen Eigenschaften in den Kameraarmen zeigt Abbildung 4.7. Die erzielte Unterdrückung liegt mit bis zu 100:1 weit über den bisher erreichten Intensitätsverhältnissen. Im Reflexionsarm des Polarisationsstrahlteilers ist das Verhältnis nun durch die Eigenschaften der Strahlteilers begrenzt. Der Hersteller gibt an, dass das reflektierte Licht 2 - 3% parallel zur Einfallsebene polarisierte Strahlung enthält.

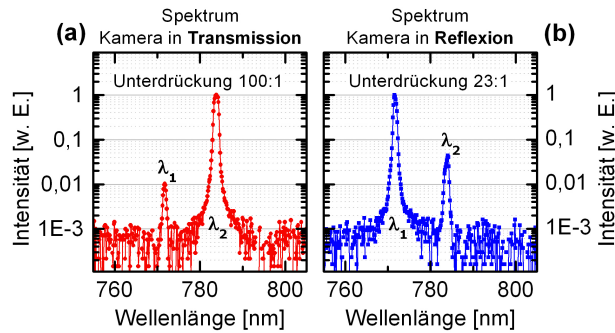


Abbildung 4.7: Spektrale Intensitätsverhältnisse in den Kameraarmen des Mach-Zehnder-Interferometers bei Einkopplung der Impulse nach externer Gitter-Impulsformung (Abschnitt 3.2.4). Es wurde die größte Unterdrückung bis 100:1 erzielt.

4.1.4 Digital-holographische Speicherung mit zwei Kameras

Die räumliche Trennung der spektral verschiedenen Hologramme mit Hilfe der polarisationskodierenden Sequenz erfordert für eine holographische Aufnahme den Einsatz von zwei Digitalkameras. Damit sind die unterschiedlichen holographischen Informationen tatsächlich unabhängig gespeichert. Das hat gegenüber der Aufnahme mit nur einer Kamera den Vorteil, dass beide Anteile auch dann noch gemeinsam aufgenommen werden können, wenn sich ihre spektralen Intensitäten stark unterscheiden. Denn die Kameraeinstellungen für eine optimale kontrastreiche Aufnahme, wie z. B. die Verstärkung, können unabhängig voneinander angepasst werden. Darüber hinaus steht der Aufnahme eine größere Detektorfläche zur Verfügung. Das macht eine störungsarme numerische Auswertung insbesondere zur Mehr-Wellenlängen-Formerkennung mit mehr als zwei spektral unabhängigen Hologrammen möglich (Kap. 6).

Die Triggerung beider Kameras auf die Impulsfolgefrequenz des Lasersystems stellt einen zeitlichen Bezug ihrer Aufnahmezeit zueinander und zur Laserimpulsfolge her. Zusammen mit einer Kameraverschlusszeit kleiner als der zeitliche Abstand zwischen zwei Laserimpulsen wird sichergestellt, dass die beiden unabhängigen Kameras die spektral verschiedenen Anteile eines einzigen geformten Laserimpulses detektieren. Damit ist die Belichtungszeit unabhängig von der Kamera durch die Impulsdauer gegeben.

Diese Technik zur Aufnahme spektral verschiedener Hologramme mit zwei unabhängigen Digitalkameras wurde für eine Zwei-Wellenlängen-Formerfassung erstmalig eingesetzt. Zur digitalen Speicherung kommen das kompakte Kamerasystem Marlin F-131B der Firma Allied Vision Technologies GmbH (AVT) und ein Hochgeschwindigkeits-Kamerasystem A504k der Firma Basler zum Einsatz.

4.2 Numerische Hologrammauswertung

Die direkte Speicherung eines Hologramms mit einer Digitalkamera ist ein charakterisierendes Merkmal der digitalen Holographie. Dadurch wird unmittelbar der zweite wesentlichen Schritt dieses Verfahrens ermöglicht, die numerische Propagation einer Beleuchtungswelle durch das Hologramm in die Objektebene. Der direkte Zugriff auf die Phasenverteilung des numerisch rekonstruierten Objektwellenfeldes macht den interferometrischen Vergleich verschiedener Phaseninformationen durch die Bildung der Phasendifferenz besonders einfach. Allerdings müssen die rekonstruierten und insbesondere für die Zwei-Wellenlängen-Formerfassung spektral verschiedenen Phasenverteilungen exakt übereinanderliegen. Die Pixelkoordinaten (m, n) beider Phasenmatrizen müssen also den gleichen physikalischen Ort (ξ, η) des rekonstruierten Wellenfeldes erfassen. Dafür müssen beide Kamerasensoren bei der Aufnahme die gleiche räumliche Position zur holographischen Interferenzstruktur haben. Dies ist durch die Justage der Kameras nicht präzise genug zu erreichen. Deshalb werden sich die gespeicherten Hologramme im Allgemeinen translatorisch und rotatorisch voneinander unterscheiden.

Im Vorfeld war zu prüfen, ob eine interferometrische Zwei-Wellenlängen-Auswertung räumlich getrennt gespeicherter, spektral verschiedener Hologramme prinzipiell möglich ist. Dafür wurde ein synthetisches Objekt erzeugt, in dem Oberflächendynamiken größer und kleiner als die eingesetzten Wellenlängen gemeinsam auftreten (Abb. 4.8a). Die hohen Stufen dieses Objekts machen es unmöglich, mit nur einer holographischen Wellenlänge das Objekt vollständig zu charakterisieren. Als Ausgangspunkt einer virtuellen digital-holographischen Untersuchung in Reflexion werden aus dieser Objektstruktur spektral verschiedene Hologramme synthetisiert, in denen Parameter einer Kamerafehljustage simuliert werden. Eine detaillierte Beschreibung des Objekts und der Hologrammsynthese wird in Anhang B gegeben. Durch die Auswertung dieser Hologramme konnten die notwendigen methodischen Schritte und Korrekturroutinen einer Zwei-Wellenlängen-Formerfassung unter Nutzung räumlich getrennt gespeicherter Hologramme entwickelt werden. Die gesamte numerische Auswertung wurde in der Programmiersoftware MATLAB[®] umgesetzt. Ihre zentralen Schritte der Rekonstruktion und interferometrischen Phasenauswertung werden im Folgenden vorgestellt und mit den Er-

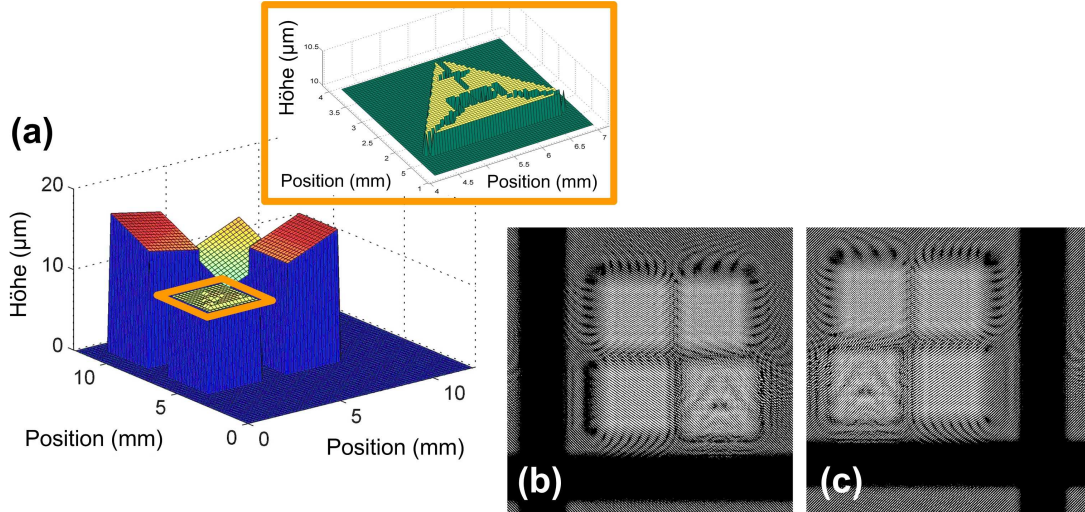


Abbildung 4.8: Hologrammsynthese zur Ableitung geeigneter Auswertschritte. (a) Synthetische Objektstruktur, (b) numerisch erzeugtes Hologramm zur Schwerpunktswellenlänge 771 nm und (c) zur Schwerpunktswellenlänge 783 nm. Zur Simulation der Polarisationsstreuung sind die Hologramme zueinander vertikal gespiegelt.

gebnissen für die synthetische Objektstruktur illustriert.

4.2.1 Separation der komplexen Wellenfront

In Off-axis-Hologrammen besitzt die holographische Interferenz eine räumliche Träger-schwingung. Deshalb bildet das Raumspektrum eines Off-axis-Hologramms zwei symmetrisch um die Nullfrequenz liegende Träger aus (Abb. 4.9a). Sie enthalten die Zwillingbildinformationen des reellen bzw. des virtuellen Bildes (Abschnitt 2.1.1). Mit einer Filtermaske kann nun der Anteil des Hologramms ausgewählt werden, der zur numerischen Propagation beitragen soll. Abbildung 4.9 zeigt die numerische Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Fourier-Spektrum des Hologramms. Wird das Hologramm ohne Filtermaske im Objektabstand rekonstruiert (Abb. 4.9a), überlagern sich reelles Bild, virtuelles Bild und ungebeugter Anteil, weil der realisierbare Off-axis-Winkel nicht ausreicht, um sie in der rekonstruierten Objektebene vollständig zu trennen (Abb. 4.9d). Durch Filtern der zentralen spektralen Information des Ortsfrequenzspektrums (Abb. 4.9b) verschwindet der Beugungsanteil nullter Ordnung in der Rekonstruktion (Abb. 4.9e). Mit dem Filtern der Information eines räumlichen Trägers (Abb. 4.9c) wird die Separation der Objektfeldinformation in der Kameraebene möglich (Abb. 4.9f).

Diese Filterroutine verringert die maximale laterale Auflösung der holographischen Abbildung, weil sie die Apertur des Hologramms, d. h. die Breite seiner Übertragungsfunktion B_T , einschränkt. Zwischen dem diskreten Abtastintervall im Ortsraum Δx und

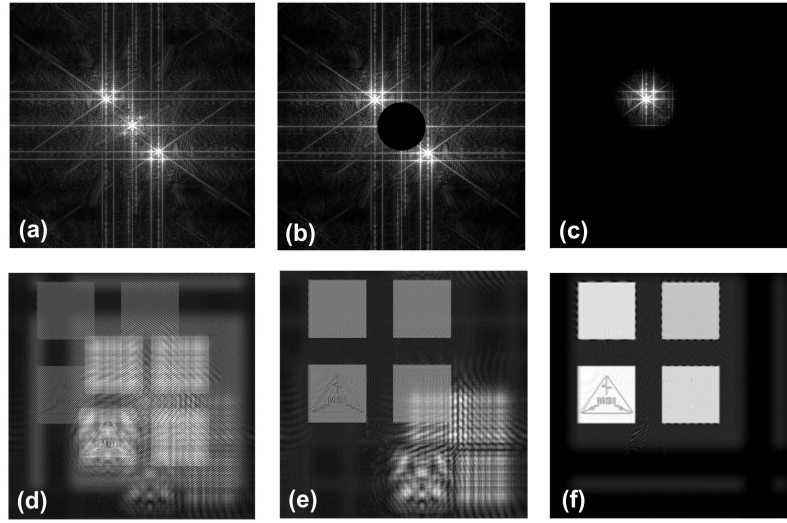


Abbildung 4.9: Wirkung der Fourier-Filterung eines Off-axis Hologramms. Den unterschiedlich behandelten Raumspektren des Hologramms in (a) bis (c) werden in (d) bis (f) die resultierenden rekonstruierten Amplituden gegenübergestellt.

dem Intervall $\Delta\nu$ im zugehörigen Ortsfrequenzraum besteht der Zusammenhang

$$\Delta x = \frac{1}{N\Delta\nu}, \quad (4.2)$$

wenn N die Anzahl der Abschnitte des Detektors ist. Die Fensterfunktion einer Filtermaske schränkt nun die Übertragungsbandbreite auf einen Bereich $B_T^{\text{eff}} = N_{\text{eff}}\Delta\nu$ mit $N_{\text{eff}} < N$ ein und füllt das übrige Spektrum mit Nullen auf. Diese Maßnahme ändert am diskreten Abtastintervall im Ortsraum Δx nichts. Doch der Kehrwert der Übertragungsbandbreite

$$\frac{1}{B_T^{\text{eff}}} = \delta x > \Delta x \quad (4.3)$$

als Maß für die darstellbare Kantenschärfe wird größer. Die Propagation mit dem Faltungsansatz ändert die Breite der Übertragungsfunktion des Hologramms nicht. Damit ist die Auflösung der Rekonstruktion mit der Auflösung des Hologramms identisch [17, 12, 79]. In der Rekonstruktionsroutine wird eine zirkulare Filtermaske mit einer Breite von 300 Pixeln in beiden Dimensionen benutzt. Durch ihre Anwendung wird die räumliche Auflösung der Kamera von $\Delta x = 12 \mu\text{m}$ auf effektive $\delta\xi = 41 \mu\text{m}$ der Rekonstruktion herabgesetzt.

4.2.2 Numerische Propagation

Das spektral gefilterte Hologramm wird nun durch numerisches Lösen des Beugungsintegrals (Gl. 2.20) propagiert. Dazu wird zuerst die Matrix der Übertragungsfunktion

$\mathbf{G}_{mn}(\lambda, d)$ (Gl. 2.26) als Funktion der Wellenlänge λ für den Rekonstruktionsabstand d berechnet und mittels Gleichung 2.28 mit dem Hologramm zum Rekonstruktionsfeld \mathbf{O}_{mn} gefaltet. Der korrekte Objektstand kann oft nicht genau gemessen werden. Er wird deshalb in der Rekonstruktionsroutine selbst durch das Variieren des Rekonstruktionsabstandes gefunden (Anhang C.1). Das Ergebnis der numerische Propagation sind zwei spektral verschiedene komplexe Wellenfelder $\mathbf{O}_{mn}^{\lambda_1}$ und $\mathbf{O}_{mn}^{\lambda_2}$ im Abstand d von der Kameraebene am Ort des Objekts. Daraus werden die Amplitudenverteilungen $\mathbf{A}_{mn}^{\lambda_1}$ und $\mathbf{A}_{mn}^{\lambda_2}$ nach Gleichung 2.30 (Abb. 4.10a und c) und insbesondere die Phasenverteilungen $\Phi_{mn}^{\lambda_1}$ und $\Phi_{mn}^{\lambda_2}$ nach Gleichung 2.30 (Abb. 4.10b und d) extrahiert.

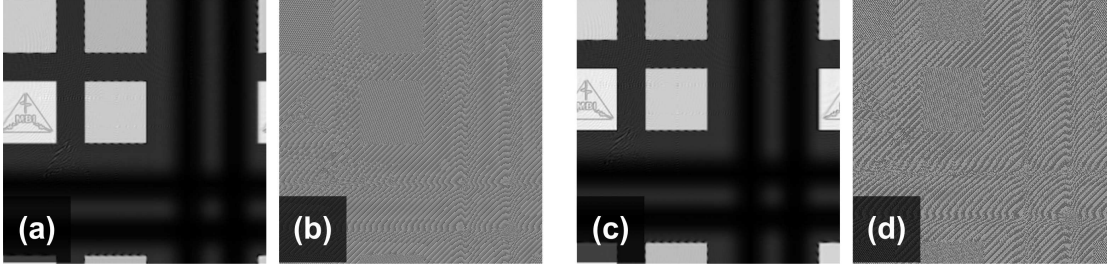


Abbildung 4.10: Ergebnis der digital-holographischen Rekonstruktion zu den Wellenlängen $\lambda_1 = 771$ nm bzw. $\lambda_2 = 783$ nm. (a) und (c) rekonstruierte Amplitudeninformation, (b) und (d) rekonstruierte Phaseninformation, die aufgrund der Off-axis-Aufnahme einer hohen Phasensprungdichte aufweist.

4.2.3 Einzelphasen-Auswertung

Für Strukturanalysen von Objekteigenschaften mit einer Phasendynamik innerhalb der holographischen Wellenlänge führt die Einzelphasen-Auswertung zu eindeutigen Ergebnissen. Die Off-axis-Holographie induziert einen linearen räumlichen Phasenanteil, der die Objektinformation überlagert. Deshalb ist in Abbildung 4.10b und d die Objektstruktur nur schwer zu erkennen. Dieser lineare und im Allgemeinen auch andere durch Objektmodelle begründete Phasenfehler höherer Ordnung können numerisch korrigiert werden (Anhang C.2). Darüber hinaus kann mit dem Verschiebungstheorem der Fourier-Transformation [12] auch die laterale Position der Rekonstruktion für eine Auswertung optimiert werden (Anhang C.3). Abbildung 4.11 zeigt die in Lage und Phase korrigierten Phasenmatrizen $\Phi_{mn}^{\lambda_1}$ zur Wellenlänge $\lambda_1 = 771$ nm und $\Phi_{mn}^{\lambda_2}$ zur Wellenlänge $\lambda_2 = 783$ nm.

Innerhalb des gerahmten Ausschnitts der rekonstruierten Phasenverteilungen in Abbildung 4.11 wird die Objektdynamik durch die eingesetzte Wellenlänge erfasst. In diesem Bereich kann die Form des Objekts durch das Umrechnen der Werte der Phasenmatrix in Einheiten der optischen Weglänge gewonnen werden. In Abschnitt 2.2 wurde dafür Gleichung 2.51 abgeleitet. Für die laterale räumliche Zuordnung der Objekthöheninformation werden die Indizes der Phasenmatrix mit der Pixelbreite $\Delta x = 12 \mu\text{m}$ in eine Länge umgerechnet. Im Ergebnis (Abb. 4.12) kann mit beiden spektral verschiedenen Phasenauswertungen die bei der Objektsynthese festgelegte Objekthöhe von 300 nm

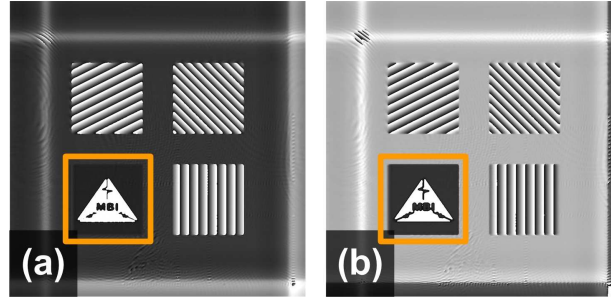


Abbildung 4.11: Korrigierte spektral verschiedene Phasenverteilungen. Gerahmt ist der eindeutig auswertbare Phasenbereich (a) Wellenlänge $\lambda_1 = 771 \text{ nm}$ (b) Wellenlänge $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$

wiedergewonnen werden. Die Kantenüberhöhungen sind auf die eingeschränkte Abtastbandbreite und die Anwendung der Filtermaske zurückzuführen.

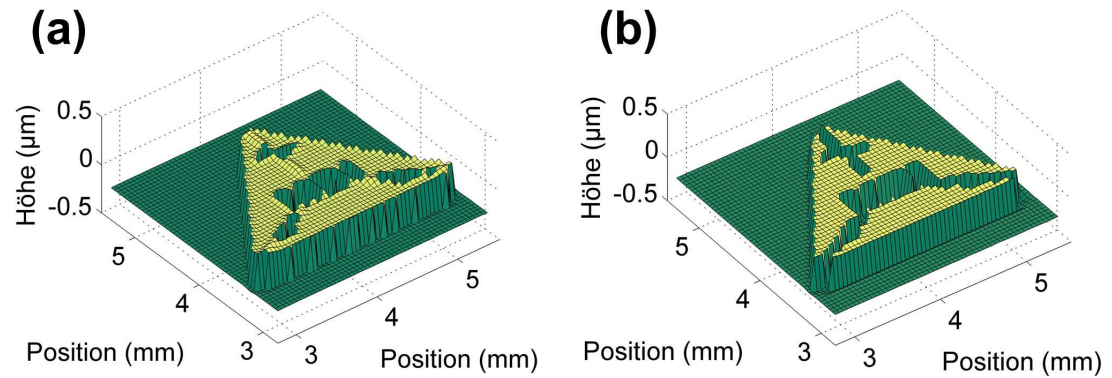


Abbildung 4.12: Objektform als interferometrisch gewonnener optischer Weglängenunterschied zwischen Referenz- und Objektwellenfeld (a) Wellenlänge $\lambda_1 = 771 \text{ nm}$ (b) Wellenlänge $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$

Ausserhalb des farbigen Rahmens in Abbildung 4.11 übersteigt die Phasendynamik den Bereich der holographischen Wellenlängen. Es treten Phasensprünge auf, die nicht eindeutig verstetigt werden können. Durch die Berechnung der interferometrischen Phasendifferenzmatrix wird der eindeutige Phasenbereich erweitert und damit die Auswertung der gesamten Objektstruktur ermöglicht.

4.2.4 Kreuzkorrelation der Rekonstruktionen

Voraussetzung für die Berechnung der korrekten Phasendifferenz ist die exakte laterale Position der spektral verschiedenen Phasenmatrizen zueinander. Für die Korrektur einer Abweichung muss zunächst die relative Lage der unabhängigen Rekonstruktionen zueinander bestimmt werden. Dazu wird die Kreuzkorrelationmatrix $\mathbf{K}_{m,n}$ der rekonstruierten

Amplitudenmatrix $\mathbf{A}_{m,n}^{\lambda_1}$ bezogen auf $\mathbf{A}_{m,n}^{\lambda_2}$ berechnet

$$\mathbf{K}_{m,n} = \text{IFFT} \left[\text{FFT} \left[\mathbf{A}_{m,n}^{\lambda_2} \right] \text{FFT} \left[\mathbf{A}_{m,n}^{\lambda_1} \right]^* \right]. \quad (4.4)$$

Für den Betrag der komplexen Korrelationsmatrix $|\mathbf{K}_{m,n}|$ wird die Lage des Maximums mit einer Schwerpunktsanalyse sub-pixel-genau erfasst. Die Koordinaten des Schwerpunkts geben den lateralen Versatz beider Matrizen an. Mit diesen Koordinaten wird eine lineare Korrekturmatrix (Anhang C.3) gebildet und die Lage der komplexen Objektmatrix $\mathbf{O}_{m,n}^{\lambda_1}$ korrigiert. Abbildung 4.13a und b zeigen die Amplitudenmatrizen zu den spektral verschiedenen Objektrekonstruktionen, zwischen denen beispielhaft in beiden

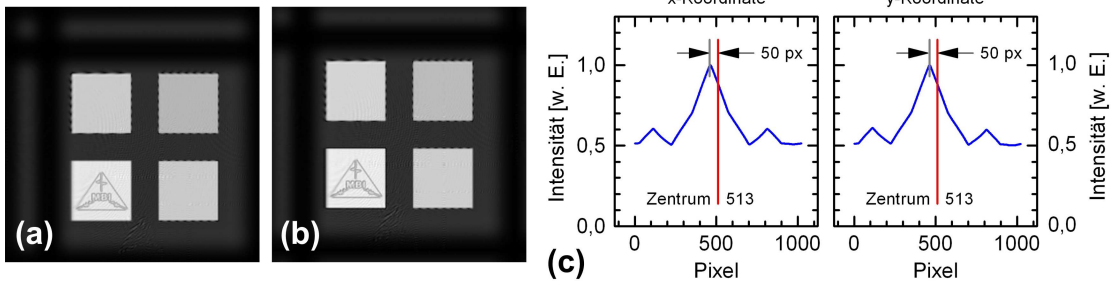


Abbildung 4.13: Spektral verschiedene Rekonstruktionen mit einem künstlich erzeugten lateralen Versatz von 50 Pixeln in beiden Dimensionen. (a) Resultierende Amplitudenverteilung zur Wellenlänge $\lambda_1 = 771 \text{ nm}$ und (b) zur Wellenlänge $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$ (c) Aus der Lage des Maximums des Betrags der zweidimensionalen Kreuzkorrelation kann dieser Versatz abgelesen und korrigiert werden.

Dimensionen ein künstlicher lateraler Versatz von 50 Pixeln eingeführt wurde. Der Versatz wird in der zweidimensionalen Lage des Maximums der berechneten Kreuzkorrelation angezeigt (Abb. 4.13c). Durch die automatisierte Zwei-Wellenlängen-Formerfassung ist es sogar gelungen, das Ergebnis der Korrelation für die genaue Justage der räumlich unabhängigen Kameras zu nutzen.

Untersucht wurde auch die Korrektur einer rotatorischen Abweichung der Hologramme. Dazu wurde eine Drehkorrelationsroutine realisiert. Die Amplitudenmatrix $\mathbf{A}_{m,n}^{\lambda_1}$ wurde in einer Schleife um diskrete Winkelschritte gedreht. Zu jedem Winkelschritt wurde die Kreuzkorrelation mit $\mathbf{A}_{m,n}^{\lambda_2}$ berechnet. Werden die Korrelationsmaxima über dem Winkel aufgetragen, zeigt das globale Maximum dieser Routine den Winkelversatz der Rekonstruktionen an. Synthetisch eingeführte Winkel konnten mit einer Genauigkeit von $0,1^\circ$ erkannt und korrigiert werden. In den experimentellen Untersuchungen stellte sich heraus, dass die Kameras tatsächlich einen Winkelversatz von weniger als $0,1^\circ$ besitzen. Der verursachte Einfluss auf die Phasendifferenzbildung ist kleiner als die Phasenunsicherheit. Eine Rotationskorrektur ist für die verwendeten interferometrischen Anordnungen nicht notwendig.

4.2.5 Differenzphasenauswertung

Die räumlich korrelierten unkorrigierten Phasenrekonstruktionen (Abb. 4.14a und b) können nun zur Bildung der Interferenzphase voneinander subtrahiert werden. Das Ergebnis, die Differenzphasenverteilung, zeigt Abbildung 4.14c. Ebenso wie in der Einzel-

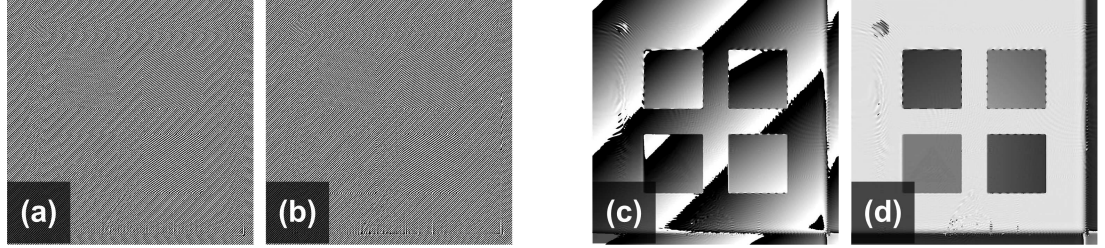


Abbildung 4.14: Berechnung der Phasendifferenz. (a), (b) Rekonstruierte spektral verschiedene Phasenverteilungen in ihrer lateralen Position zentriert (b) Ergebnis der Phasensubtraktion (c) Linear korrigierte Differenzphasenverteilung

phasenauswertung zuvor, wird der lineare Phasenanteil durch elementweise Multiplikation einer linearen Korrekturmatrix abgezogen. Aus dieser korrigierten Differenzphasenmatrix (Abb. 4.14d) wird durch Umrechnen der Phasenwerte in Werte der optischen Weglängendifferenz (Gl. 2.51) die Form des Objekts (Abb. 4.15) gewonnen. Dabei wird die durch den spektralen Abstand der Hologramme bestimmte synthetische Wellenlänge $\Lambda = 50,3 \mu\text{m}$ zugrundegelegt.

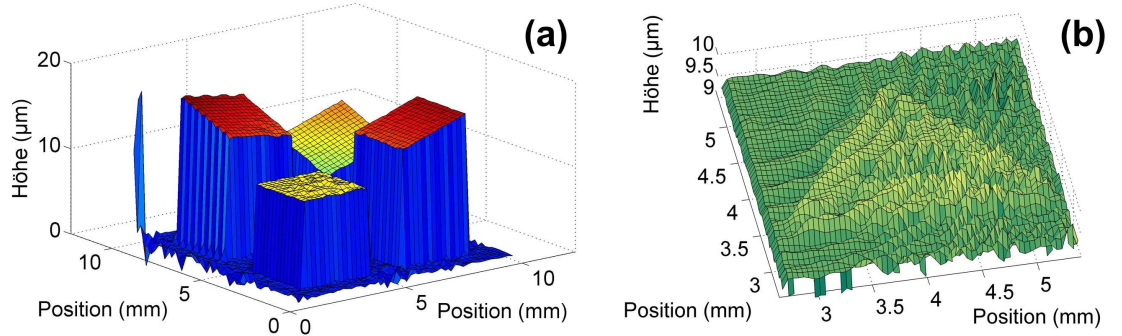


Abbildung 4.15: Mit der Zwei-Wellenlängen Methode wiedergewonnene synthetische Objektstruktur (Anhang B). (a) Gesamte rekonstruierte Objektstruktur (b) Kleine Substruktur (in (a) vorn).

Für die mit der HWP-Sequenz zur Polarisationskodierung festgelegten Wellenlängen $\lambda_1 = 771 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$ ist in einer Reflexionsanalyse der eindeutig auswertbare Objektdynamikbereich von $25 \mu\text{m}$ nutzbar. In diesem Bereich konnte die gesamte synthetische Objektstruktur wiedergewonnen werden (Abb. 4.15a). Das interferometrische Auflösungsvermögen wird durch die Fehlereinflüsse auf die Phasenverteilung bestimmt. Aufgrund der Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle können die Beugungsanteile des Hologramms mit einem geringen Off-axis-Winkel in der Auswertung nicht vollständig

getrennt werden. Das führt zu Phasenfehlern, die zusammen mit der Abweichungen von der Ebenheit der Beleuchtungswellenfront den größten Einfluss auf die interferometrische Genauigkeit bei der Untersuchung hochreflektiver Objekte haben. Das Phasenrauschen wird in erste Linie durch die Oberflächenbeschaffenheit des Objekts bestimmt und muss für die konkrete Untersuchung bestimmt werden. Auch für die Auswertung des ideal reflektierenden synthetischen Objekts kann die lokale Phasenunsicherheit $\varepsilon = 1 \mu\text{m}$ erreichen. Das entspricht $\lambda/50$. Die kleine Struktur mit einer Höhe von 300 nm zeichnet sich im umgerechneten Phasendifferenzergebnis gerade noch ab (Abb. 4.15b).

4.3 Kombiniertes interferometrisches Ergebnis

Mit der entwickelten Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Laserquelle konnte erstmalig die Voraussetzung für eine digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Formerkennung dynamischer Objekte in einem Einzelimpuls-Verfahren geschaffen werden. Durch die tatsächliche Nutzung eines Impulses nur einer holographischen Lichtquelle hebt sich das Verfahren von den bisherigen Einzelaufnahme- oder Einzelschuss-Techniken ab. Für die notwendige getrennte numerische Phasenrekonstruktion wurde zum ersten Mal eine räumliche Trennung der spektral verschiedenen Hologramme durch eine spektrale Polarisationskodierung konsequent umgesetzt. Für die daraus resultierende zeitlich synchrone, digital-holographische Aufnahme mit zwei räumlich getrennten Kameras sind spezielle Interferometer entwickelt worden. Diese neuartige Aufnahmetechnik macht eine Anpassung der digital-holographisch-interferometrischen Phasenauswertung notwendig. Dafür wurde die DHEMI entwickelt.

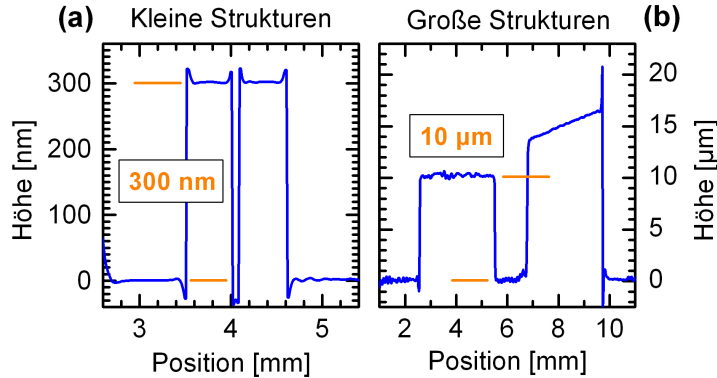


Abbildung 4.16: Schnitt durch die Einzel- und Differenzphasenauswertung der synthetischen Objektstruktur. Mit einem Impuls werden (a) sub-Wellenlängen-Strukturen und (b) Strukturen bis zu 30 mal größer als die Wellenlänge gleichzeitig auswertbar.

Zum ersten Mal wird es durch die holographische Belichtung mit nur einem einzigen optischen Impuls möglich, die Objektfeinstruktur mit der interferometrischen Genauigkeit auf der sub-Wellenlängen Skala (Abb. 4.16a) und Strukturhöhen bis zu $25 \mu\text{m}$ also

mehr als 30 mal größer als die holographische Wellenlängen zu erfassen. Dabei koppelt eine Belichtungszeit unter 1 ps die holographische Aufnahme von allen mechanischen Störeinflüssen ab und friert auch sehr schnelle Objektbewegungen ein. Die Methode ist nicht auf die Zwei-Wellenlängen-Auswertung beschränkt und macht den Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras mit Bildfolge im kHz-Bereich möglich. Sie ist damit ein ideales Werkzeug zur Charakterisierung hochdynamischer Mikrosysteme.

5 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die ersten erfolgreichen Anwendungen der entwickelten Digital-holographischen Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Interferometrie (DHEMI) vorgestellt und diskutiert. Den Ausgangspunkt bilden dabei statische Voruntersuchungen zur Verifizierung der neuen Methode (Hansel et al. [61][64]). Zur Charakterisierung des dynamischen Verhaltens bewegter Mikrosysteme an ihrer Belastungsgrenze konnten erstmals die zeitlichen und spektralen Möglichkeiten der entwickelten Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Laserquelle ausgenutzt werden (Hansel et al. [62][65]). Durch die kombinierte interferometrische Ein- und Zwei-Wellenlängen-Auswertung wird der Vergleich zweier unterschiedlicher Mikrosysteme hinsichtlich ihrer bewegungsinduzierten Verformung demonstriert (Hansel et al. [80][81][82]). Mit dem entwickelten Mach-Zehnder-Interferometer können Objekte in Reflexion und Transmission gleichermaßen vermessen werden. Der Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras macht die Untersuchung auch aperiodischer schnell veränderlicher Vorgänge möglich. So konnte in einer digital-holographischen Hochgeschwindigkeitsanalyse mit mehr als 400 Bildern/s die Sprungantwort einer adaptiven mikrofluidischen Linse als Transmissionsobjekt charakterisiert werden (Hansel et al. [73][72]).

5.1 Zwei - Wellenlängen - Formerfassung statischer Objekte

Verfahren der dynamischen interferometrischen Auswertung wie z.B. ESPI oder rasternde Laser-Doppler-Interferometrie [83] und insbesondere Mehr-Wellenlängen-Systeme standen für die Arbeit nicht zur Verfügung. Um die Verlässlichkeit der Ergebnisse dynamischer Messungen mit der neuartigen Methode zu prüfen, wurden zunächst statische Voruntersuchungen vorgenommen.

Erstes Ziel einer Anwendung der neuen Methode ist der Vergleich des dynamischen Verhaltens zweier verschiedenartiger, elektrostatisch getriebener Scanner-Spiegeln der Mikrosystemtechnik. Dazu werden in diesem Abschnitt statische Referenzuntersuchungen ausgewertet, um bewegungsinduzierte Deformationen feststellen zu können. Der Vergleich mit den Ergebnissen eines kommerziellen Interferometers wird die digital-holographische Methode bestätigen.

5.1.1 Vorexperiment an einer 2-Euro-Cent-Münze

Erste grundlegende Untersuchungen wurden in Kooperation mit dem Bremer Institut für angewandte Strahltechnik (BIAS) durchgeführt. Hier konnte erstmals gezeigt werden, dass unterschiedliche spektrale Anteile einer Ultrakurz-puls-Laserquelle zur holographischen Zwei-Wellenlängen-Formerfassung benutzt werden können. Dazu wurden unter

Einsatz der Mehr-Wellenlängen-Laserquelle mit Kompressorspalt (Abschnitt 3.2.2) holographische Aufnahmen der Rückseite einer 2-Cent-Euromünze (Abb. 5.2a) mit einer gerichtet streuenden Oberfläche aus Kupfer gemacht. Durch die Breite der einzelnen Spektralanteile der Quelle von $>15\text{ nm}$ war ihre Trennung für den angestrebten Abstand der Schwerpunktswellenlängen von 10 nm unmöglich. Deshalb wurden die zwei spektral verschiedenen Hologramme zu den Wellenlängen $\lambda_1 = 774\text{ nm}$ (Abb. 5.1a) und $\lambda_2 = 784\text{ nm}$ (Abb. 5.1b) nacheinander mit nur einer Kamera in einem vom BIAS entwickelten Twyman-Green-Interferometer aufgenommen. Durch den streuenden Charakter der Münzoberfläche ist im Hologramm das Objekt nicht direkt erkennbar. Die nume-

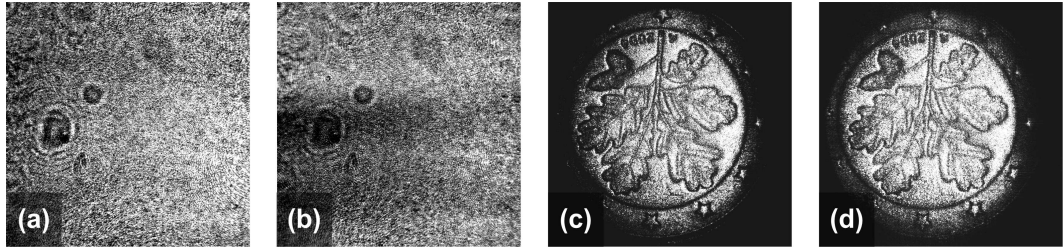


Abbildung 5.1: Spektral verschiedene, nacheinander aufgenommene Hologramme einer 2-Cent-Euromünze zu den Wellenlängen (a) $\lambda_1 = 774\text{ nm}$ und (b) $\lambda_2 = 784\text{ nm}$, aus denen die Intensitätsverteilungen (c) bzw. (d) rekonstruiert wurden. Laserquelle: Spektrale Formung mit Kompressorspalt (Abb. 3.3), Interferometer: Twyman-Green Anordnung (Abb. 4.1), Kamera: Marlin F-131B (AVT))(Mit freundlicher Genehmigung des BIAS)

rische Auswertung der Hologramme wurde am BIAS vorgenommen. Die Abbildungen 5.1c und d zeigen die mit $\lambda_1 = 774\text{ nm}$ bzw. $\lambda_2 = 784\text{ nm}$ rekonstruierte räumliche Intensitätsverteilung in der Objektebene. Durch Ausnutzung der spektralen Phasendifferenzinformation (Abb. 5.2b) wird der holographische Eindeutigkeitsbereich über die Wellenlänge hinaus auf $60\text{ }\mu\text{m}$ erhöht. Nach der Verstetigung der Phasendifferenzinformation mit nur wenigen Phasensprüngen (Abb. 5.2c) wurde von der Oberflächenstruktur der Münze eine qualitative dreidimensionale Darstellung berechnet (Abb. 5.2d).

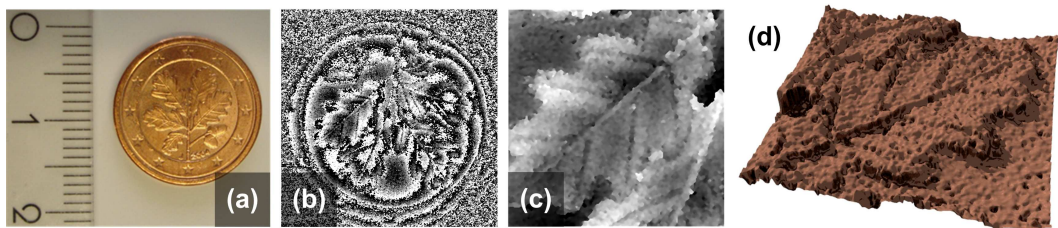


Abbildung 5.2: Numerischen Auswertung der sequentiellen Zwei-Wellenlängen-Formfassung an einem statischen Objekt. (a) Rückseite der 2-Cent-Euromünze, (b) rekonstruierte Phasendifferenzinformation, (c) verstetigter und phasenkorrigierter Ausschnitt und (d) qualitative 3D-Oberflächendarstellung (Mit freundlicher Genehmigung des BIAS)

5.1.2 Prüfen der Methode an einem GaAs-Wafer

Ein ideal geeignetes Objekt zur Überprüfung des Ansatzes einer digital-holographisch-interferometrischen Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Analyse ist ein prozessierter Halbleiter-Wafer aus GaAs. In einem lithographischen Verfahren wurde am Institut für Festkörperphysik der Technischen Universität Berlin in der Arbeitsgruppe von Prof. Bimberg unter Verwendung einer Ätz-Maske (Abb. 5.3a) die Oberfläche eines 2 Zoll GaAs-Wafers strukturiert. Es entstand ein Stufenelement, dessen Strukturhöhe während des Prozesses grob gesteuert werden konnte, aber prozessabhängig variiert. Für den untersuchten Wafer wird eine Höhe von $>15\text{ }\mu\text{m}$ angegeben, die aus einer mikroskopischen Aufnahme abgeschätzt wurde (Abb. 5.3d). Nach der Prozessierung ist eine Hälfte des Wafers mit einer dünnen Schicht Gold bedampft worden. Für die Dicke der Goldschicht ist nur eine obere Grenze von 100 nm bekannt.

Mit dem entwickelten Verfahren sollten beide Strukturmerkmale, Schichtdicke und Stufenhöhe, die sich um mehr als den Faktor 100 unterscheiden, mit nur einem einzigen Laserimpuls erfassbar sein. Dazu wird die Beschichtungsgrenze digital-holographisch ausgewertet. Die spektral verschiedenen Hologramme zu den Wellenlängen $\lambda_1 = 771\text{ nm}$ (Abb. 5.3b) und $\lambda_2 = 783\text{ nm}$ (Abb. 5.3c) werden mit einer Kameraverschlusszeit von $200\text{ }\mu\text{s}$ synchron, aber unabhängig voneinander gespeichert und numerisch rekonstruiert. Die Phasensprünge in den rekonstruierten Phasenverteilungen (Abb. 5.3e und f) zeigen, dass der Wafer wenige μm durchgebogen ist. Der durch diese Krümmung er-

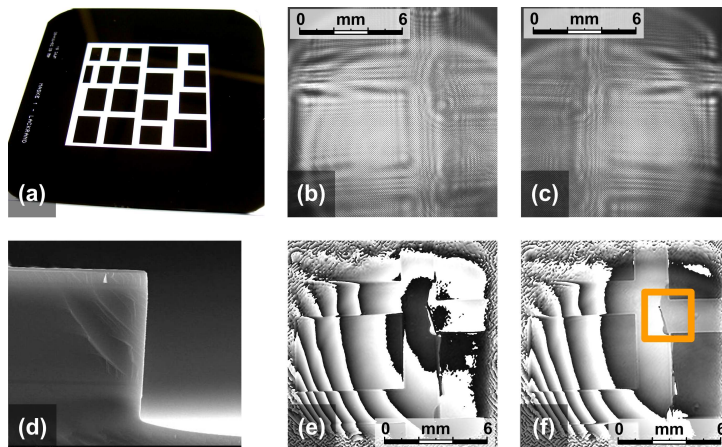


Abbildung 5.3: Einzelimpuls-Zwei-Wellenlängen-Formerfassung an einem strukturierten GaAs-Wafer. (a) Ätzmaske, (d) Mikroskopbild einer Waferstufe, (b) und (c) spektral verschiedene Hologramme, (e) und (f) rekonstruierte Einzelphasen; Gerahmter Bereich Einzelphasenauswertung (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Externe spektrale Formung mit Gitter (Abb. 3.11), Interferometer: Erweiterte Mach-Zehnder Anordnung (Abb. 4.6), Kamera: A504k (Basler))

zeugte Phasenanteil kann durch Phasenkorrekturanteile höherer Ordnung bestimmt und eliminiert werden. Zur Bestimmung der Dicke der Goldschicht wird jedoch auf diese aufwendige Korrektur verzichtet. Ausgewertet wird der Phasenschritt an der Grenzlinie der

5 Experimentelle Ergebnisse

Bedampfung im Einzelphasenbild zur Wellenlänge λ_2 (Abb. 5.3f, farbiger Rahmen). Dieser Bereich enthält keinen Phasensprung (Abb. 5.4a) und muss deshalb nicht verstetigt werden.

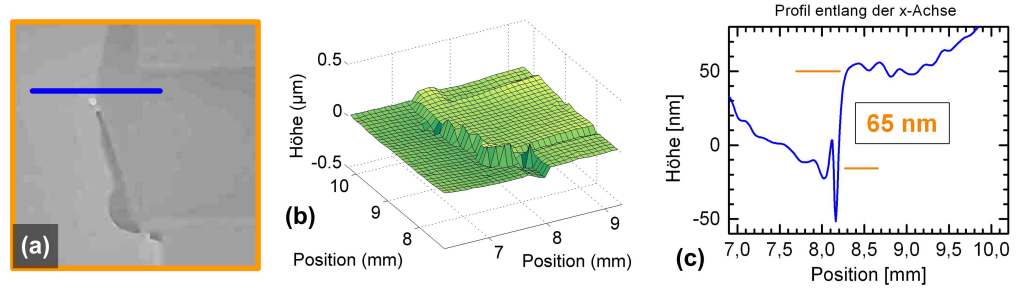


Abbildung 5.4: Bestimmung der Schichtdicke der Goldbedampfung auf dem GaAs-Wafer durch Auswertung der Einzelphase, (a) vergrößerter Phasenausschnitt aus Abbildung 5.3f, (b) 3D-Darstellung dieses Phasenausschnitts, (c) Höhenprofil des horizontalen Schnitts entlang der Markierung in (a)

Nach Umrechnen der Phasenwerte in Einheiten der optischen Weglänge wird die Dicke der Goldschicht im Höhenprofil entlang der Markierung (Abb. 5.4a) zu etwa 65 nm bestimmt.

Wie erwartet, können die großen Strukturstufen in Auswertung der Einzelphase auch nach einer Verstetigung der Phasensprünge nicht ausgewertet werden. Dies wird erst mit der Differenzphasenverteilung (Abb. 5.5a) möglich. Auch die Differenzphasenwerte werden mit der synthetischen Wellenlänge ($\Lambda = 50,3 \mu\text{m}$) in Einheiten der optischen Wellenlänge für eine Auswertung umgerechnet (Abb. 5.5b). Aus dem Höhenprofil entlang der vertikalen Markierung im Differenzphasenbild wird eine Strukturhöhe von $17 \mu\text{m}$ ermittelt (Abb. 5.5c). Beide Ergebnisse liegen somit im Bereich der Vorgaben der Wafer-Prozessierung und Bedampfung. Das geringe Phasenrauschen der Einzelphase aufgrund der sehr ebenen Halbleiteroberfläche überträgt sich in eine absolut größere Phasenunsicherheit der Differenzphase von etwa $3 \mu\text{m}$ ($\Lambda/16$). Ein für interferometrische Mehr-Wellenlängen-Auswertungen ausgezeichnetes Ergebnis [32].

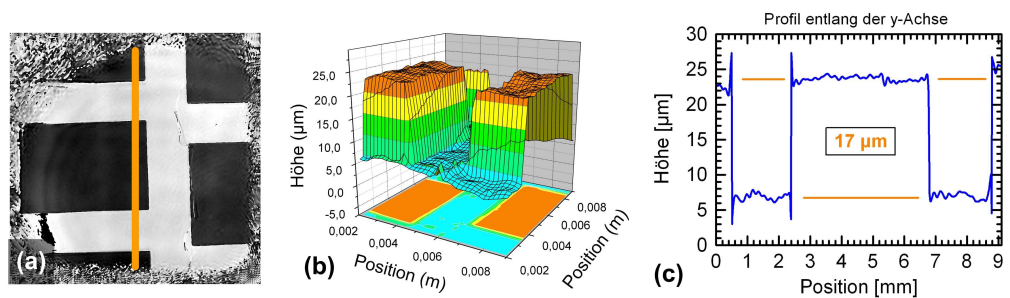


Abbildung 5.5: Bestimmung der Strukturhöhe des GaAs-Wafers durch Auswertung der Differenzphase, (a) Phasendifferenzbild, (b) 3D-Darstellung eines begrenzten Bereichs und (c) Höhenprofil zum vertikalen Schnitt in (a)

5.1.3 Statische Form eines Einachsen-Scanners

Nach den erfolgreichen statischen Untersuchungen ging es nun darum bewegte Objekte zu charakterisieren. In Zusammenarbeit mit dem Zentrum für Mikrotechnologien an der Technischen Universität Chemnitz wurden dafür zwei unterschiedliche dynamische Mikrosysteme und zwar ein Einachsen- und ein Zweiachsen-Scanner für eine Formerfassung ausgewählt. Als erstes wird der Einachsen-Scanner statisch charakterisiert. Zentrales Element des Scannermoduls ist ein mit zwei Stegen am Rahmen aufgehängter, rechteckiger aluminiumbeschichteter Spiegel (Abb. 5.6a). Er hat eine Kantenlänge von 4 mm, eine

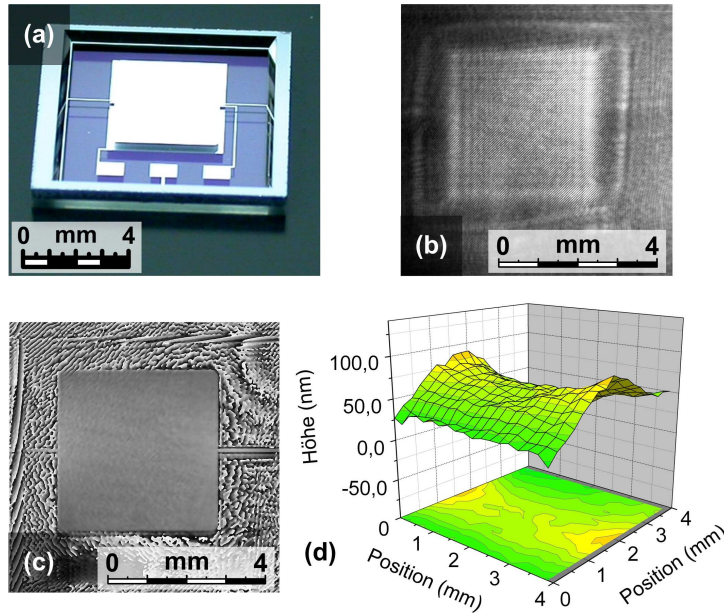


Abbildung 5.6: Einachsen-Scanner: Digital-holographische Auswertung des ruhenden Scanner-Spiegels. (a) Fotografie des Einachsen-Scanner-Moduls, (b) Hologramm, (c) linear korrigierte Einzelphasenrekonstruktion und (d) 3D-Darstellung der rekonstruierten Spiegelform (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Interne spektrale Formung mit Prismen (Abb. 3.7), Interferometer: Erweitertes Twyman-Green-Interferometer (Abb. 4.3), Kamera: Marlin F-131B (AVT))

Stärke von $50\ \mu\text{m}$ und ist mit einer Reflektivität von 0,9 bei 800 nm hochreflektierend. Eine Bewegung wird elektrostatisch durch zwei Flächenelektroden unter dem Spiegel um die Achse der Aufhängung hervorgerufen. Spiegel und Elektroden haben einen Abstand von etwa $\sim 200\ \mu\text{m}$ und bilden ein resonantes System für eine oszillatorische Bewegung. In Abbildung 5.6 ist das Ergebnis der digital-holographischen Einzelphasen-Auswertung des ruhenden Spiegels zusammengefasst. Aus dem Off-axis-Hologramm (Abb. 5.6b) zur Wellenlänge 787 nm wird die räumliche Einzelphaseninformation rekonstruiert und für die Auswertung korrigiert (Abb. 5.6c). Eine 3D-Darstellung der Spiegelform (Abb. 5.6d) wird nach Umrechnung der Phasenwerte in Einheiten der optischen Weglänge möglich. Der Spiegel besitzt unbelastet eine Sattelform, deren maximaler Strukturunterschied holographisch zu 80 nm bestimmt wurde. Eine wellige Substruktur zeichnet sich im Pha-

senbild (Abb. 5.6c) gerade noch ab, ist jedoch quantitativ nicht mehr auswertbar.

5.1.4 Statische Form eines Zweiachsen-Scanner

Das zweite untersuchte dynamische Mikrosystem ist ein Zweiachsen-Scanner (Abb. 5.7a). Dieses Scanner-Modul besitzt einen runden, goldgeschichteten Spiegel mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Reflektivität von 0,98 bei 800 nm. Die Aufhängung des Spiegels über ein Spiralfedersystem an 4 Punkten ist gegenüber dem Einachsen-Scanner mit dem Ziel stabilerer Schwingungseigenschaften aufwendiger gestaltet. Die resul-

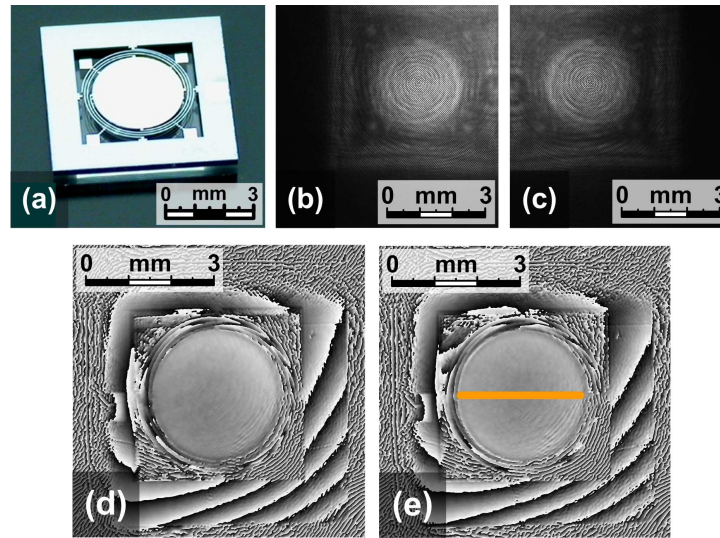


Abbildung 5.7: Zweiachsen-Scanner: Digital-holographische Auswertung des ruhenden Scanner-Spiegels. (a) Fotografie des Zweiachsen-Scanner-Moduls, (b) und (c) Spektral verschiedene Hologramme, (d) und (e) linear korrigierte Einzelphasenrekonstruktion. Die Linie in (e) markiert die Lage des Profils für die Vergleichsauswertung mit kommerziellem Interferometer (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Spektrale Formung Dazzler (Abb. 3.16), Interferometer: Erweiterte Twyman-Green Anordnung (Abb. 4.3), Kamera: Marlin F-131B (AVT))

tierende Oszillation um zwei Achsen wird durch 4 Flächenelektroden unter dem Spiegel getrieben. Der Abstand zwischen Elektroden und Spiegel ist ebenfalls mit $\sim 200 \mu\text{m}$ angegeben. Das Modul besitzt einen breiteren Rahmen für die Spiegelaufhängung, der sich als geeignete Referenzfläche in einer digital-holographischen Auswertung der Spiegelbewegung erweisen wird. Das Ergebnis der statischen Auswertung (Abb. 5.7d und e) zeigt für beide spektral verschiedenen Hologramme einen gewölbten Spiegel mit einem Krümmungsradius von $\sim 20 \text{ m}$. Der Rahmen des Moduls ist keine ebene Fläche, was aus den Phasensprüngen in Abbildung 5.7d und e ersichtlich ist.

5.1.5 Vergleich mit kommerziellem Interferometer

Die holographischen Ergebnisse der statischen Untersuchungen können mit den Ergebnissen eines kommerziellen Weißlicht-Interferometers (Zygo Maxim GP Mirau-Interferometer System) überprüft werden. Dieses Interferometer arbeitet nach dem Prinzip des Phasenschiebens, weshalb mit ihm keine zeitaufgelösten Messungen durchgeführt werden können.

Einachsen-Scanner

Das Bildfeld des kommerziellen Interferometers erfasst mit $2,8 \times 2,1$ mm ein kleineres Feld als der digital-holographisch eingesetzte Kamerasensor und damit nur einen Ausschnitt des quadratischen Einachsen-Scanner-Spiegels. Dennoch kann die mit der DHEMI ermittelte Sattelform des Spiegels, der eine Substruktur überlagert ist, bestätigt werden (Abb. 5.8). Das kommerzielle Interferometer gibt für die Amplitude der Substruktur 8 nm an, die mit der digital-holographischen Auswertung gerade nicht mehr aufgelöst werden kann. Für diese hochreflektierende Oberfläche kann also eine interferometrische Phasenunsicherheit der DHEMI auf $\delta\varphi_{\text{DHEMI}} = \pm 10$ nm bestimmt werden.

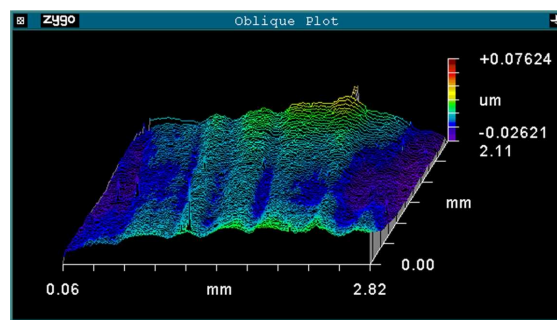


Abbildung 5.8: 3D-Profil des statischen Einachsen-Scannerspiegels ermittelt mit dem kommerziellen Maxim GP Mirau-Interferometer der Firma Zygo. Deutlich ist eine wellige Substruktur auf der Sattelform des Spiegels zu erkennen.

Zweiachsen-Scanner

Der kleinere runde Spiegel des Zweiachsen-Scanners wird vom Bildfeld des kommerziellen Interferometers beinahe vollständig erfasst. Das macht einen direkten Vergleich der Messungen des kommerziellen Interferometers mit denen der entwickelten DHEMI möglich (Abb. 5.9). Auch für den runden Scannerspiegel wird das digital-holographische Ergebnis durch die kommerzielle Referenzmethode bestätigt. Der Spiegel besitzt eine Wölbung mit einer maximalen Tiefe von ~ 60 nm (Abb. 5.9b). Im Rahmen der Phasenungenauigkeit $\delta\varphi_{\text{DHEMI}}$ liefern die Einzelphasen-Auswertungen der spektral verschiedenen Hologramme das gleiche Ergebnis (Abb. 5.9c).

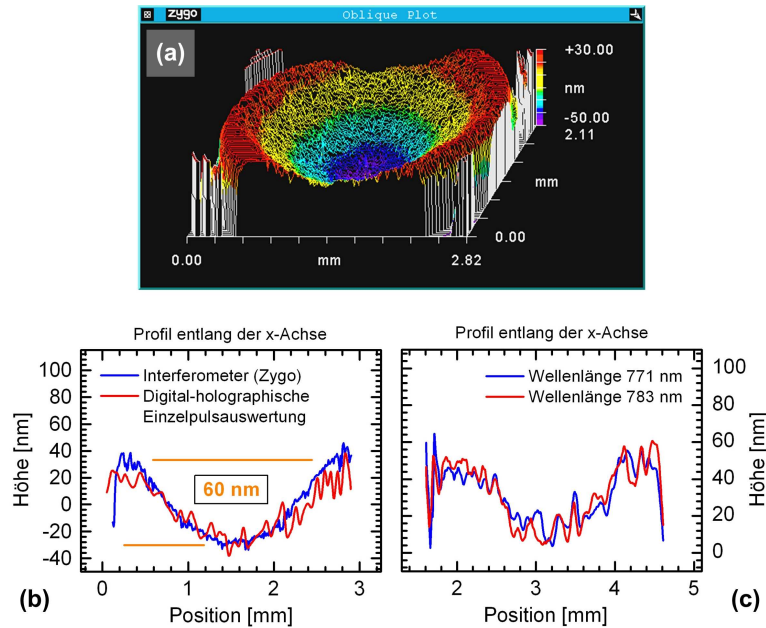


Abbildung 5.9: (a) 3D-Profil des statischen Zweiachsen-Scannerspiegels ermittelt mit dem Maxim GP Mirau-Interferometers (Zygo), (b) Vertikaler Schnitt der digital-holographischen Auswertung und des Zygo Interferometers, (c) Vertikaler Schnitt digital-holographischen Einzelphasen-Auswertungen für die Wellenlängen 771 nm und 783 nm.

Ergebnis des Vergleichs

Die digital-holographische Methode kann sich für statische Untersuchungen sicherlich nicht mit einem spezialisierten kommerziellen Interferometer messen. Die gemessenen globalen Formabweichungen liegen jedoch im Bereich von nur etwa 10 nm. Hochfrequente Rauschanteile wurden für das Zygo-Interferometer rms-Werte (root mean square) kleiner 2 nm bestimmt. Diese sind damit deutlich kleiner als die rms-Werte oberhalb von 6 nm für die digital-holographischen Methode.

Für die durchgeführten statischen Messungen liefert die entwickelte Methode DHEMI in Auswertung der Einzel- wie auch der Differenzphase aus den spektral verschiedenen Hologrammen verlässliche Ergebnisse. Die hohe Stabilität der Lichtquelle und die ultrakurze Impulsdauer schaffen die Sicherheit, diese Verlässlichkeit auch auf die Formfassung dynamischer Objekte zu übertragen.

5.2 Zwei-Wellenlängen-Formfassung dynamischer Objekte

Erste Untersuchungen wurden am Einachsen-Scanner (Abb. 5.6) bei geringen Auslenkungen durchgeführt. Das resonante Spiegel-Elektroden-System wird für eine oszillatorische Bewegung mit einer sinusförmigen Spannung angesteuert. Die Frequenz der Steuerspannung wird auf den Wert der ermittelten Resonanzfrequenz von $f_R = 540$ Hz abgestimmt.

Durch Variieren der Steuerspannungsamplitude U_{pp} kann die Bewegungsamplitude des zu untersuchenden Scannerspiegels eingestellt werden. Digital-holographisch ausgewertet wird der vom Scanner-Spiegel reflektierte und in die Kameraebene propagierte Anteil des Beleuchtungsfeldes. Die Auslenkung des Spiegels in der Objektebene führt dazu, dass der Spiegelreflex in der Kameraebene wandert. Damit die Spiegelbewegung als Ganzes erfassbar bleibt, darf dieser Reflex das Sensorfeld der Kamera während seiner Bewegung nicht verlassen. Mit Treiberspannungen U_{pp} kleiner als die experimentell ermittelte Grenzamplitude $U_{pp}^{\text{grenz}} = 30 \text{ V}$ wird diese Bedingung erfüllt.

Parallel zu den interferometrischen Untersuchungen wird der Winkel zur maximalen Auslenkung des Scanner-Spiegels aus der Ablenkung eines Laserpointers durch den schwingenden Spiegel über eine Entfernung von mehr als 4 m genau bestimmt. Dieser Winkel wird zur Überprüfung des interferometrischen Ergebnisses für den dynamischen Spiegel herangezogen.

5.2.1 Einachsen-Scanner bei geringer Belastung

Einzelimpuls-Aufnahmen unter Nutzung der entwickelten Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle werden nicht durch die Kameraverschlusszeit beschränkt. Die Impulsdauer ist um den Faktor 10^6 kleiner. Mechanische Systeme ändern sich auf diesen kleinen Zeitskalen nicht. Deshalb ist jede Aufnahme trotz der schnellen Bewegung des Objekts quasi-statisch und insbesondere von jeder äußeren Störung vollständig abgekoppelt. Um diesen Vorteil der entwickelten Methode tatsächlich nutzen zu können, ist in der digital-holographischen Aufnahmeroutine die Belichtung des Kamerasensors durch einen Einzelimpuls der Laserquelle sicherzustellen. Die Repetitionsrate des eingesetzten Lasersystems beträgt 1093 Hz. Damit ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Impulsen kleiner als 1 ms. Wird eine Verschlusszeit von 1 ms gewählt, wird nur ein Laserimpuls aufgenommen. Die Laserimpuls-Wiederholfrequenz liegt wie die Resonanzfrequenz des Scanners fest. Beide Frequenzen sind aber nicht synchronisiert. So war es zur Untersuchung des bewegten Spiegels zusätzlich notwendig, die Triggerfrequenz der Kamera durch Herunterteilen der Laserpulsfrequenz zu gewinnen. Es wurde eine Schwebungsfrequenz zwischen der Frequenz des schwingenden Spiegels und der Bildfolgefrequenz der Kamera für stroboskopische Aufnahmeserien erzeugt. Aus der holographischen Aufnahmeserie werden die spektral verschiedenen Hologramme am Umkehrpunkt der oszillatorischen Bewegung des Spiegels ausgewählt (Abb. 5.10a und b). Aus ihnen werden die zugehörigen Objektphaseninformationen rekonstruiert und für eine Einzelphasenauswertung korrigiert (Abb. 5.10c und d). Die unkorrigierten spektral verschiedenen Phasenrekonstruktionen werden zur Phasendifferenzgewinnung voneinander abgezogen, nachdem sie numerisch in der Rekonstruktionsebene übereinandergelegt wurden. Die Phaseninformation des ruhenden Scanner-Moduls im Hintergrund des Spiegels dient als Bezug zur Bestimmung der zeitlich veränderlichen Spiegelneigung. Aus den statischen Referenzmessungen ist bekannt, dass der ruhende Spiegel parallel zum Scanner-Modul ausgerichtet ist. Die statische Auslenkung durch den Gleichspannungsanteil der Treiberspannung ist vernachlässigbar klein. Deshalb kann durch Eliminieren des linearen Phasenanteils des Hintergrunds, die Phaseninformation der Spiegelneigung extrahiert werden (Abb. 5.10e).

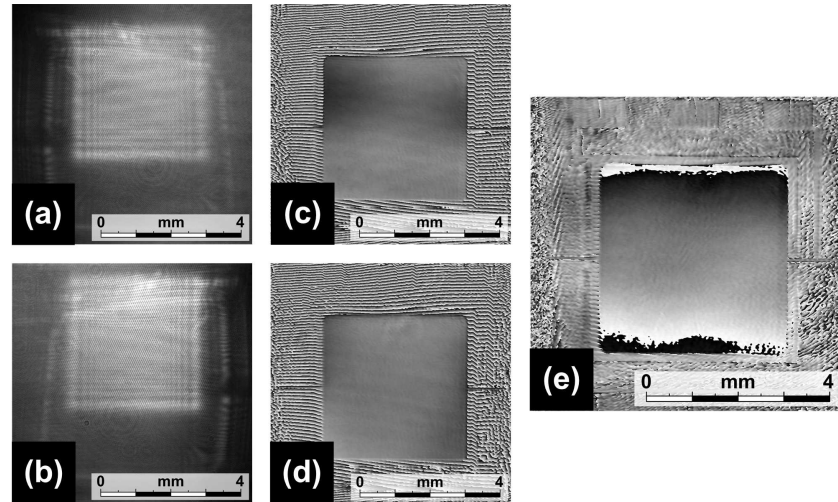


Abbildung 5.10: Bewegter Einachsen-Scanner am Umkehrpunkt seiner Schwingungsbewegung. (a) Hologramm zur Wellenlänge λ_1 (b) Hologramm zur Wellenlänge λ_2 (c) und (d) zugehörige rekonstruierte und korrigierte Phaseninformation (e) Off-axis korrigierte Phasendifferenzverteilung. (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Interne spektrale Formung mit Prismen (Abb. 3.7), Interferometer: Erweiterte Twyman-Green Anordnung (Abb. 4.3), Kamera: Marlin F-131B (AVT))

Eine kombinierte interferometrische Auswertung von Einzel- und Differenzphasenverteilung macht die Charakterisierung des Spiegels in Oberflächenstruktur und Neigung möglich (Abb. 5.11). Aus der rekonstruierten und korrigierten Phaseninformation zur Wellenlänge λ_2 wird die Form des dynamischen Spiegels ermittelt. Die mittlere quadratische Abweichung, der rms-Wert, der dynamischen Oberflächenform von ~ 50 nm, korrespondiert mit einer Oberflächenebenheit besser als $\lambda/10$. In der Differenzphasenauswertung erscheint der Spiegel uneben. Ursächlich ist die Kittschicht des zur polarisationskodierten spektralen Trennung eingesetzten Polarisationsstrahlteilerwürfels. Sie erzeugt parasitäre Interferenzstrukturen im Reflektionsarm des Strahlteilerwürfels, d. h. im Hologramm zur Wellenlänge λ_1 . Das rekonstruierte Phasenergebnis wird durch diese parasitäre Interferenz störend überlagert. Der Strahlteiler wurde für weitere Messungen gegen einen kittfrei gefügten Teilerwürfel ausgetauscht.

Dennoch ist es möglich, die Neigung des Spiegels durch eine lineare Kurvenanpassung an das zentrale Profil der umgerechneten Phasendifferenzverteilung zu ermitteln (Abb. 5.11c). Der bewegte Spiegel ist am Umkehrpunkt seiner Oszillation um den Winkel $0,25^\circ$ geneigt. Über die Auslenkungsmessung mittels Laserpointer wurde die Spiegelneigung zu $0,26^\circ$ bestimmt. Das interferometrische Ergebnis weicht davon um weniger als 5% ab. Wird dieser Neigung das Ergebnis der Einzelphasenauswertung überlagert, erhält man eine detaillierte Darstellung des ausgelenkten Spiegels (Abb. 5.11d). Dieses Ergebnis wurde zum ersten Mal durch die Auswertung eines einzigen spektral geformten ultrakurzen Laserimpulses erreicht.

5.2 Zwei-Wellenlängen-Formerfassung dynamischer Objekte

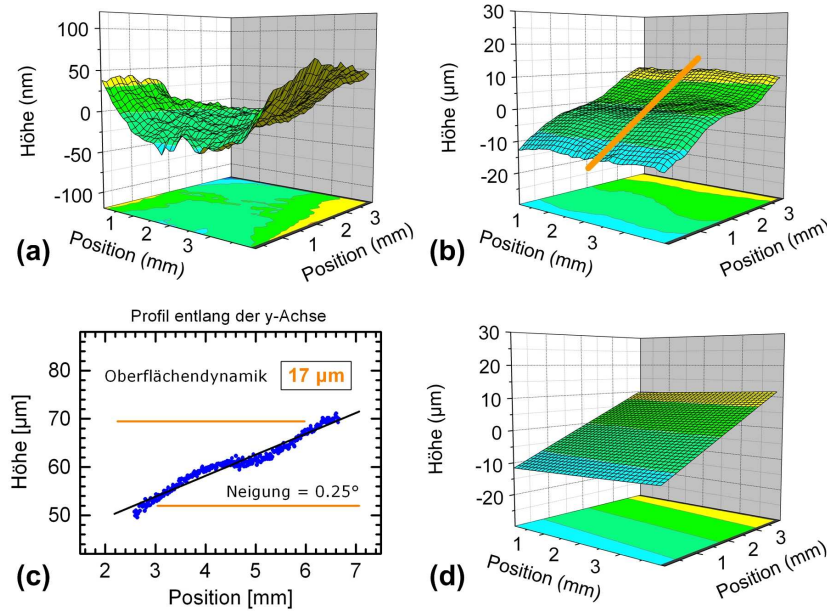


Abbildung 5.11: Bewegter Einachsen-Scanner am Umkehrpunkt – interferometrische Auswertung. (a) Spiegelform durch Auswertung der rekonstruierten Einzelphase zur Wellenlänge λ_2 , (b) geneigter Spiegel als Ergebnis der Differenzphase, (c) linearer Fit zur Bestimmung Spiegelneigung und (d) kombiniertes Ergebnis aus (a) und (b)

5.2.2 Einachsen-Scanner bei Grenzbelastung

Die bisherigen Untersuchungen wurden zunächst nur bei geringen Auslenkungen der Scanner-Spiegel durchgeführt, um sicherzustellen, dass der Spiegelreflex sich innerhalb der Fläche des Kamerasensor bewegt. Bei dieser Bewegung tritt keine nennenswerte dynamische Verformung des Spiegels auf. Um die Spiegel-Bewegung bei größeren Amplituden, insbesondere an seiner Belastungsgrenze untersuchen zu können, wird eine Änderung des Versuchsablaufs notwendig. Für die im Folgenden diskutierten Ergebnisse der Untersuchungen von Ein- und Zweiachsen-Scanner an ihrer Belastungsgrenze wird das Scanner-Modul entgegen der Spiegelauslenkung vorgekippt (Abb. 5.12). So erreicht nur der Reflex des ausgelenkten Spiegels um den Umkehrpunkt seiner Schwingung den Kamerasensor. Damit kann durch die Realisierung unterschiedlicher Modulneigungen die gesamte Schwingungsbewegung analysiert werden. Der Auslenkwinkel wurde parallel mit dem im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Reflexionsversuch ermittelt.

Bereits bekannt ist, dass der Spiegel auch unbelastet von einer ebenen Form abweicht. Diese Form ändert sich für kleine Auslenkungen nicht. Für die Analyse des maximal belasteten Spiegels wird die maximal zulässige Amplitude der Steuerspannung von $U_{\text{mod}} = 200 \text{ V}_{\text{pp}}$ realisiert. Während dieser so induzierten periodischen Bewegung wird der Spiegel maximal um den Winkel $\theta_{\text{max}} = \pm 1,7^\circ$ ausgelenkt. Die Repetitionsrate der Laserimpulse weicht nur minimal von 1000 Hz ab. Sie wird mit dem Faktor 1600 auf 0,625 Hz

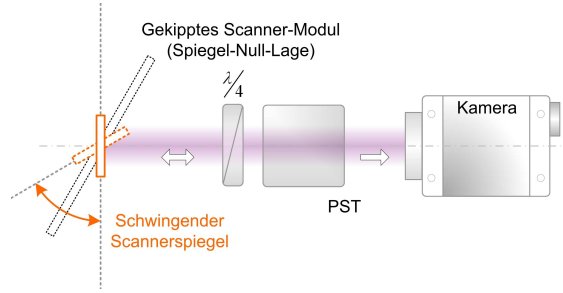


Abbildung 5.12: Versuchablauf für die Untersuchung maximaler Spiegelauslenkung. Wird das gesamte Scanner-Modul um den maximalen Auslenkwinkel geneigt, wird nur ein schmaler Bereich um den Umkehrpunkt der Spiegelschwingung digital-holographisch erfasst. (Seitenansicht)

heruntergeteilt und als Aufnahme-Trigger an die Kamera gegeben. Es entstand so eine Schwebung zwischen der Kamera-Bildfolgefrequenz und der Resonanzfrequenz des schwingenden Spiegels. Sie ermöglichte die Aufnahme einer Sequenz von 5 Hologrammen um den unteren Umkehrpunkt der Spiegelauslenkung bei vorgekippten Scanner-Modul (Abb. 5.13a bis e). Die sinusförmige Zeitabhängigkeit des Spiegelreflex-Ortes in

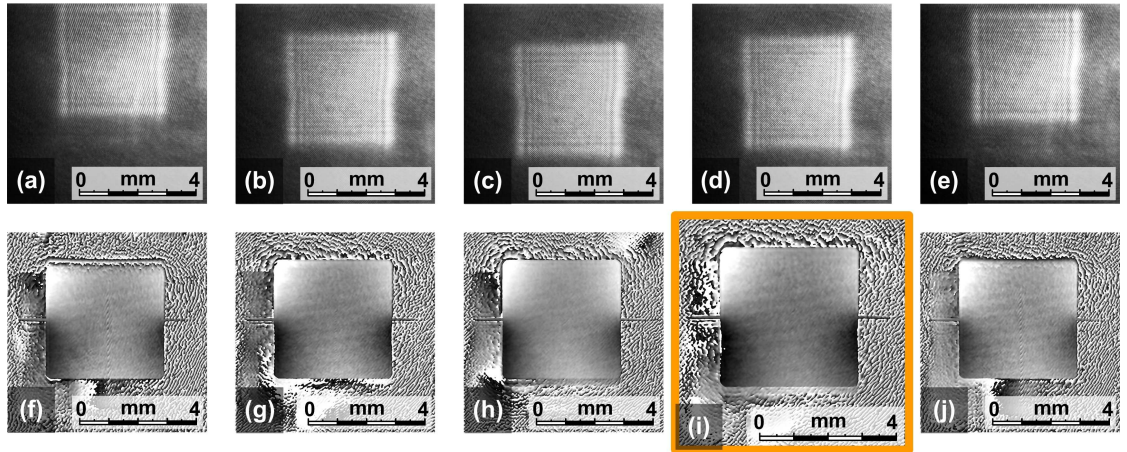


Abbildung 5.13: Bewegter Einachsen-Scanner an der Belastungsgrenze. (a) bis (e) Sequenz aus 5 Hologrammen am unteren Umkehrpunkt der periodischen Spiegelbewegung (zeitlicher Aufnahmeabstand $\sim 100 \mu\text{s}$). (f) bis (j) Zugehörige rekonstruierte und korrigierte Objektphaseninformation. Die höchste ermittelte Deformation wird für einen Zeitschritt nach dem Umkehrpunkt gefunden (farblichen Rahmen) (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Spektrale Formung mit Dazzler (Abb. 3.16) Interferometer: Erweiterte Twyman-Green Anordnung (Abb. 4.3) Kamera: Marlin F-131B (AVT))

der Kameraebene als Folge der sinusförmigen Ansteuerspannung ist über Gleichung 2.62 bekannt. Zusammen mit der Feststellung des räumlichen Versatzes der Hologramme auf dem Kamerasensor lässt sich der tatsächliche zeitliche Abstand der in Schwebung aufge-

nommenen Spiegelzustände mit $\sim 100 \mu\text{s}$ abschätzen. Die Herstellung und Feststellung eines definierten zeitlichen Bezugs zwischen Objektbewegung und digital-holographischer Aufnahme in stroboskopischen Untersuchungen kann mit optimierten Teilerschaltungen zur Triggerung der Kameras noch verbessert werden.

Für die aufgenommenen 5 Hologramme wurde die Phaseninformation in der Objektebene mit der zugehörigen Wellenlänge 783 nm rekonstruiert. Alle Ergebnisse wurden in ihrer Neigung korrigiert, um ausschließlich die Formänderung des Spiegels, induziert durch die Auslenkung, zu bestimmen (Abb. 5.13f bis j). Mit der interferometrischen Auswertung wird festgestellt, dass der Spiegel $\sim 100 \mu\text{s}$, also einen Zeitschritt, nach dem Umkehrpunkt die höchste Phasendynamik und damit die größte Bewegungsverformung zeigt (Abb. 5.14). Die ermittelte maximale Oberflächenamplitude des bewegten Spiegels beträgt $D_{\text{max}} \approx 220 \text{ nm}$. Als Maß für die Ebenheit der Oberfläche kann ein rms-Wert der belasteten Spiegeloberfläche von 51 nm und damit besser als $\lambda/15$ angegeben werden.

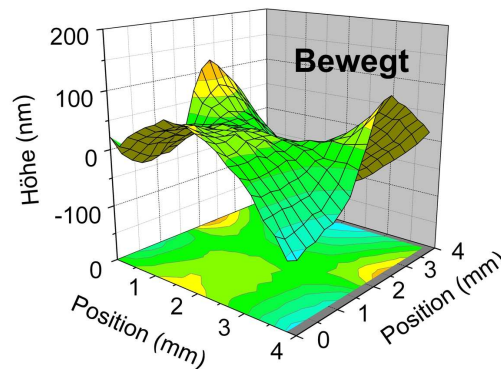


Abbildung 5.14: Bewegter Einachsen-Scanner an der Belastungsgrenze. Durch die bewegungsinduzierte Verformung unterscheidet sich die dynamische Form deutlich von der statischen Form (Abb. 5.6).

Wie erwartet, verformt sich der Spiegel an den Umkehrpunkten der Spiegelschwingung. Für die dünne 16 mm^2 große Spiegelfläche, die nur an zwei Punkten aufgehängt ist, fällt die bewegungsinduzierte Verformung unerwartet gering aus. Die Oberflächendynamik wird vollständig vom Phasenbereich einer holographischen Wellenlänge erfasst. Der Spiegelreflex hat in der Kameraebene eine Geschwindigkeit von 18 m/s (Gl. 2.63). Der große Vorteil einer ultrakurzen Belichtungszeit von 500 fs wird hier noch einmal unter Beweis gestellt, denn mit der für die Aufnahme gewählte Kameraverschlusszeit von $200 \mu\text{s}$ wäre eine Auswertung durch Einsatz einer kontinuierlichen Laserquelle absolut unmöglich.

5.2.3 Zweiachsen-Scanner bei Grenzbelastung

Auch der Zweiachsen-Scanner wird mit der maximal zulässigen Amplitude der Steuerspannung von $U_{\text{mod}} = 200 \text{ V}_{\text{pp}}$ an seiner Grenzelastung betrieben und auf seine Verformung hin untersucht. Die Resonanzfrequenz $f_R = 740 \text{ Hz}$ liegt etwas höher als die des Einachsen-Scanners. Der Spiegel wird mit vier Elektroden zu einer diagonalen

Auslenkung angeregt und schwingt um beide Achsen seiner Aufhängung. Um auch hier den Ort der Bewegungsumkehr und damit der höchsten Spiegelbelastung analysieren zu können, wird das Modul diagonal geneigt. Mit der heruntergeteilten Impulsfolgefrequenz wird die Kamera für eine stroboskopische Auswertung der Spiegelbewegung getriggert. Numerisch ausgewertet werden die am Umkehrpunkt synchron aufgenommenen spektral verschiedenen Hologramme (Abb. 5.15a und b). Neben dem Spiegel wird in den Hologrammen auch ein Teil des ruhenden Rahmens abgebildet, an dem der Spiegel aufgehängt ist. Er kann in der Auswertung als Referenz benutzt werden.

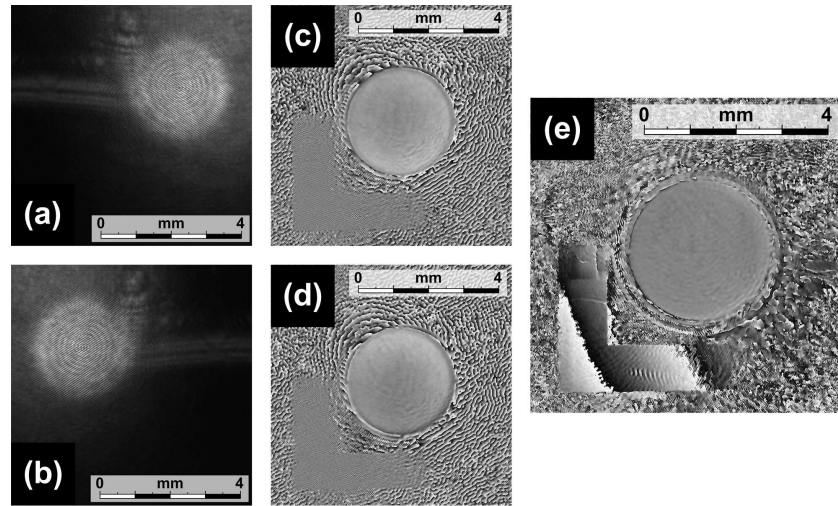


Abbildung 5.15: Zweiachsen-Scanners an der Belastungsgrenze – digital-holographische Schritte der Auswertung: (a) und (b) Spektral verschiedene Hologramme, (c) und (d) Einzelphasenrekonstruktion (e) Differenzphasenverteilung (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Spektrale Formung mit Dazzler (Abb. 3.16) Interferometer: Erweiterte Twyman-Green Anordnung (Abb. 4.3) Kamera: Marlin F-131B (AVT))

Zur Bestimmung der bewegungsinduzierten Spiegelverformung wird die Objektphasenverteilung zu beiden holographischen Wellenlängen rekonstruiert und der lineare Anteil der Spiegelphase abgezogen (Abb. 5.15c und d). Die Einzelphasenauswertung zeigt, dass der Spiegel des Zweiachsen-Scanners die zuvor statisch ermittelte gewölbte Form mit einer Durchbiegung von 80 nm nicht verändert (Abb. 5.16a). Durch die Korrektur des linearen Anteils der Spiegelphase, die neben der Off-axis-Neigung auch die Information über seinen Auslenkwinkel enthält, ist der Phasenauswertung zunächst auch die Möglichkeit genommen, die Spiegelneigung wiederzugewinnen. Sie ist aber in der relativen Phaseninformation zwischen Spiegel und ruhendem Rahmen im Hologramm gespeichert. Die Phasendynamik ist allerdings so groß, dass sie eine große Phasensprungdichte in der Einzelphaseninformation erzeugt (Abb. 5.16c und d). Die Phaseninformation kann in diesem Bereich nicht verstetigt werden. Die Bildung der korrelierten Phasendifferenz der spektral verschiedenen Phaseninformationen reduziert die Information zum relativen Winkel zwischen ausgelenktem Spiegel und ruhendem Rahmen auf nur einen Phasensprung

(Abb. 5.15e).

Die spektralen Eigenschaften der speziellen holographischen Quelle erlauben neben der präzisen Formbestimmung des Spiegels mit einer Phasenunsicherheit von 10 nm auch die Erfassung von Objektdynamiken 50 mal größer als die eingesetzten Wellenlängen durch die Auswertung nur eines einzigen Laserimpulses. Die Spiegelneigung verursacht eine Oberflächendynamik von $37 \mu\text{m}$ (Abb. 5.16b und c). Aus ihr ist der Winkel zur Spiegelauslenkung von $0,71^\circ$ abgeleitet worden. Sie weicht nur minimal von der mit dem Laserpointer ermittelten Neigung von 0.68° ($\delta = 4\%$) ab.

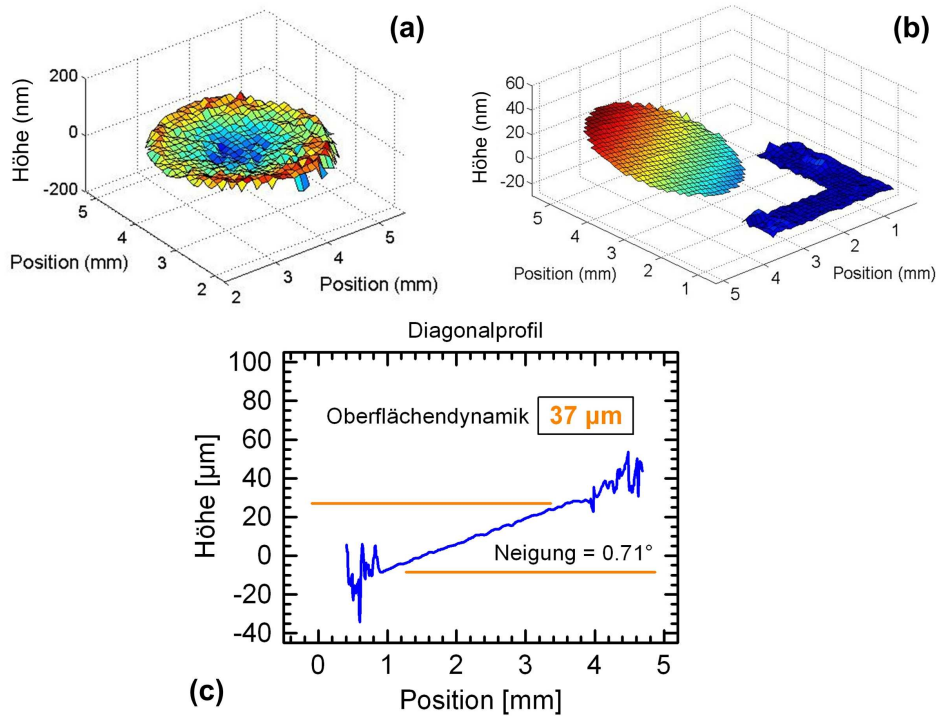


Abbildung 5.16: Zweiachsen-Scanner an der Belastungsgrenze – Kombiniertes Ergebnis der dynamischen Spiegelform. (a) Einzelphasenauswertung zur Feinanalyse der Oberfläche (b) Zwei-Wellenlängen Auswertung zur Spiegelneigung (c) Diagonalprofil zur quantitativen Neigungsbestimmung

5.2.4 Variation der synthetischen Wellenlänge

Am Beispiel des Zweiachsen-Scanners können die spektralen Möglichkeiten der neuartigen holographischen Lichtquelle weiter verdeutlicht werden. Das obige Ergebnis der Formerfassung gehört zur spektralen Paarung $\lambda_1 = 771 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 783 \mu\text{m}$ (Abb. 3.17a), die mit der akusto-optische Impulsformung (Abschnitt 3.2.5) erzeugt wurde. Es wird die maximale synthetische Wellenlänge $\Lambda_1 = 50,3 \mu\text{m}$ erreicht. Damit kann die Spiegelneigung mit nur einem Phasensprung dargestellt werden (Abb. 5.17a) Das breite Spektrum

einer Ultrakurzpuls-Laserquelle bietet die Möglichkeit, den spektralen Abstand der holographischen Wellenlängen zu variieren. Mit der benutzten akusto-optischen spektralen Formung wurde ein zweites holographisches Paar $\lambda_1 = 771 \mu\text{m}$ und $\lambda_3 = 803 \mu\text{m}$ (Abb. 3.17c) mit einem größeren spektralen Abstand erzeugt. Die korrespondierende synthetische Wellenlänge der interferometrischen Zwei-Wellenlängen-Auswertung verringert sich dann auf $\Lambda_2 = 18,3 \mu\text{m}$. So treten über die gegebene Objektform, den geneigten Spiegel, vier Phasensprünge als Konsequenz der Auswertung mit einer fast dreimal kleineren synthetischen Wellenlänge auf (Abb. 5.17b).

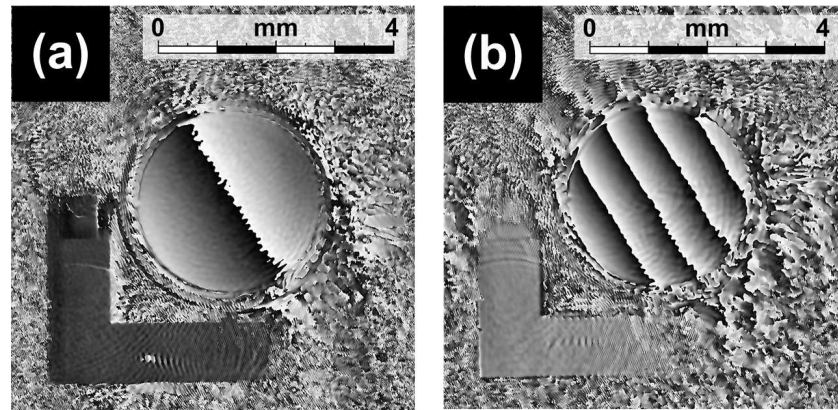


Abbildung 5.17: Variation des spektralen Emissionsabstandes der Mehr-Wellenlängen-Laserquelle. Spiegelneigung für zwei verschiedene synthetische Wellenlängen: (a) Differenzphase zu den Wellenlängen $\lambda_1 = 771 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 783 \mu\text{m}$ ($\Lambda_1 = 50,3 \mu\text{m}$) und (b) Differenzphase zu den Wellenlängen $\lambda_1 = 771 \mu\text{m}$ und $\lambda_3 = 803 \mu\text{m}$ ($\Lambda_2 = 18,3 \mu\text{m}$)

Dieses Beispiel verdeutlicht, dass mit der entwickelten variablen Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle der eindeutige Phasenbereich der synthetische Wellenlänge an die Objektdynamik angepasst werden kann. Phasenunsicherheiten, die durch die Bildung der Phasendifferenz entstehen, werden auf diese Weise gering gehalten.

5.3 Hochgeschwindigkeitsuntersuchungen an einer adaptiven Linse

Die bisherigen Ergebnisse sind an reflektiven Objekten entstanden. Mit dem entwickelten interferometrischen Aufbau können aber auch Objekte in Transmission untersucht werden. Ein besonders interessantes Anwendungsbeispiel konnte in Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikrosystemtechnik der Universität Freiburg gefunden werden. Dort wurde eine adaptive mikrofluidische Linse aus Polydimethylsiloxan (PDMS) von Schneider et al. entwickelt [84]. Abbildung 5.18a zeigt die Prinzipskizze einer solchen Linse. Ein ringförmiger Piezo-Biegeaktor presst eine Flüssigkeit aus dem Reservoir der Aktorkammer durch kleine Kanäle eines Glasfensters in die Linsenkommer. Das führt zu einer sphärischen Verformung der Linsenmembran und damit zu einer fokussierenden

5.3 Hochgeschwindigkeitsuntersuchungen an einer adaptiven Linse

Wirkung des Systems für das Licht, das durch die Apertur der Linse tritt. Die Aufgabe

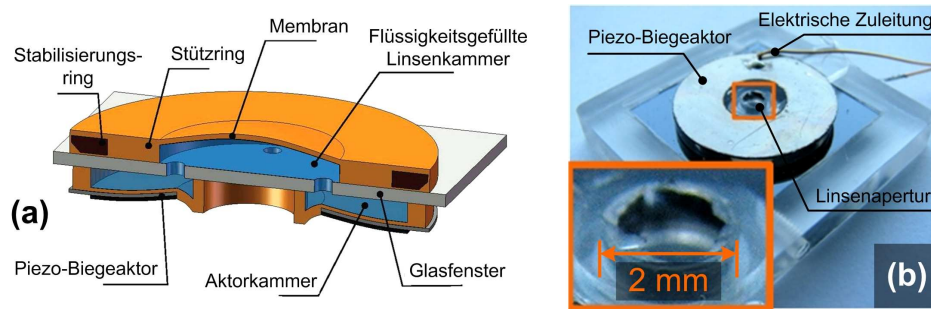


Abbildung 5.18: Adaptive mikrofluidische Linse. (a) Prinzipskizze, (b) Fotografie der Rückseite (Mit freundlicher Genehmigung der Universität Freiburg)

ist, mit der neuartigen Methode DHEMI das Verhalten dieser adaptiven Linse zeitaufgelöst auszuwerten. Für eine Charakterisierung des dynamischen Linsenverhaltens gibt die verantwortliche Arbeitsgruppe die harmonische Ansteuerung, die Sinus-Ansteuerung mit ansteigender Frequenz und eine schnelle Änderungen der Steuer-Spannung vor. Mit dieser Vorgabe hat die digital-holographische Auswertung zwei Schwerpunkte. Die variable numerische Propagation ermöglicht zum einen die Bestimmung der dynamischen Brennweite. Zum anderen kann durch Rekonstruktion der Phaseninformation am Ort der Linse die Krümmung der realisierten plan-konvex Linse abgeleitet werden.

Für die Charakterisierung der zur Verfügung gestellten Linse aus der Linsengruppe A2 Typ I (T60) mit einer Membranstärke von $60\text{ }\mu\text{m}$ wurde erstmals eine digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Formerfassung im kHz-Bereich mit zwei synchron laufenden Hochgeschwindigkeitskameras realisiert. Dabei wurden mit dem erzeugten Triggersignal zur Einzelimpuls-Aufnahme digital-holographische Sequenzen mit mehr als 800 Hologrammen bei einer Bildfolgefrequenz von über 400 Bilder/s gespeichert.

5.3.1 Dynamische Linsenbrennweite

Einen Schwerpunkt der Untersuchungen bildet die Bestimmung der dynamischen Brennweite der adaptiven Linse. Zur Auswertung von umfangreichen Sequenzen aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ist eine automatisierte Matlab[®]-basierte Routine zur Fokusbestimmung entwickelt worden. Abbildung 5.19 macht ihre Funktionsweise deutlich. Das in der interferometrischen Mach-Zehnder-Anordnung (Abb. 4.6) durch die Linse propagierende Licht wird im Abstand f fokussiert. Hinter der Fokusebene propagiert das Bündel divergent weiter in die Ebene der Kamera. Hier wird es durch Überlagerung mit dem Referenzfeld als Hologramm gespeichert (Abb. 5.19b). Die digital-holographische Auswertung erlaubt nun diese Propagation numerisch umzukehren. Zum Zwecke der Veranschaulichung wurde in 150 Schritten die rückwärts gerichtete numerische Propagation zwischen den Rekonstruktionsabständen $d = -50\text{ mm}$ und $d = -200\text{ mm}$ berechnet. Werden die Amplitudeninformationen der einzelnen Ebenen zusammengesetzt, entsteht ein dreidimensionaler Rekonstruktionsraum. Ein zentraler Schnitt durch diesen

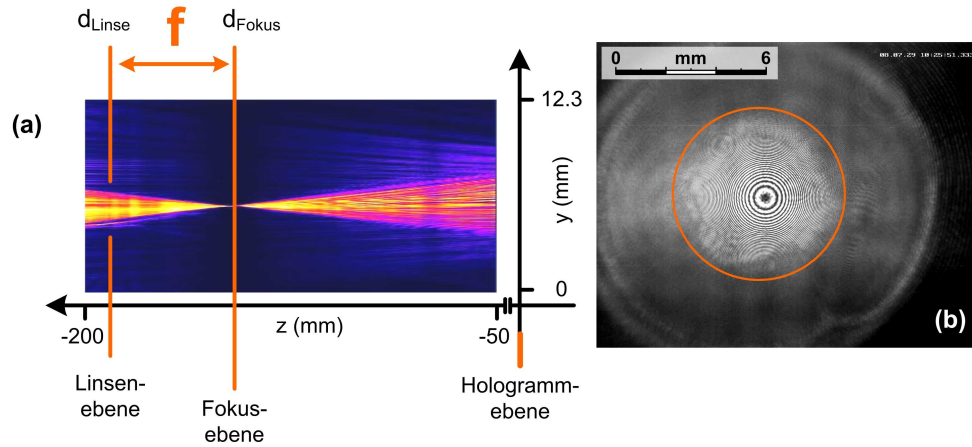


Abbildung 5.19: Bestimmung der Linsenbrennweite aus einem zum Zeitpunkt t_i aufgenommenen Hologramm einer Aufnahmeserie. (a) Zusammengesetzter Propagationsabschnitt aus 150 Rekonstruktionsebenen zwischen den Rekonstruktionsabständen -50 mm und -200 mm, (b) zugrundeliegendes Hologramm, aufgenommen mit Kamera 2 zum Zeitpunkt t_i (Parameter der Aufnahme – Laserquelle: Externe spektrale Formung mit Gitter (Abb. 3.11), Interferometer: Erweiterte Mach-Zehnder Anordnung (Abb. 4.6), Kamera: A504k (Basler))

Raum (Abb. 5.19a) macht deutlich, dass die Amplitudeninformation der schrittweise berechneten komplexen Rekonstruktion zur Fokusedetektion ausgewertet werden kann. Die minimale räumliche Fokusaussdehnung im Abstand d_{Fokus} wird als maximale Breite des zugehörigen Fourier-Spektrums zur Amplitudeninformation detektiert. Zu Beginn der Auswertung wird für das erste und letzte Hologramm der auszuwertenden Aufnahmesequenz der Rekonstruktionsabstand ermittelt, unter dem die Linse scharf erscheint. Der Mittelwert dieses Abstands zum Hologramm wird als Ort der Linse d_{Linse} festgelegt. Die Autofokus-Routine berechnet nun für jedes Hologramm der Sequenz den Fokusort und gibt die Brennweite f der Linse als Betrag der Differenz $f = |d_{\text{Linse}} - d_{\text{Fokus}}|$ aus Rekonstruktionsabstand der Linse d_{Linse} und Rekonstruktionsabstand des Fokus' d_{Fokus} an.

Dynamische Brennweite bei harmonischer Ansteuerung

Die Untersuchung der adaptiven Linse beginnt für den Fall harmonischer Ansteuerung

$$U(t) = U_p \sin[2\pi\nu \cdot t]. \quad (5.1)$$

Dafür hat die angelegte Sinus-Spannung eine Amplitude von $U_p = 40,5 \text{ V}$ und eine Frequenz von $\nu = 1 \text{ Hz}$. Ausgewertet wurde eine mit 20 Bildern/s aufgenommene Hologrammsequenz aus 40 Bildern. Die ermittelte dynamische Brennweite ist als Funktion der Zeit in Abbildung 5.20a dargestellt. Die Brennweite folgt für beide spektral verschiedenen Kameraaufnahmen dem sinusförmigen Verlauf der Steuerspannung in einem Bereich von

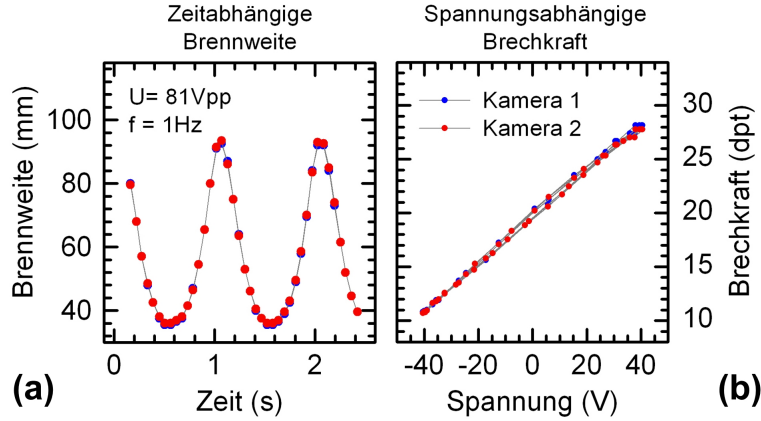


Abbildung 5.20: Dynamische Brennweite bei harmonischer Ansteuerung der adaptiven Linse Typ T60. (a) Digital-holographisch bestimmte dynamische Brennweite und (b) leichte Hysterese der Brechkraft als Funktion der Linsentreiberspannung

$f_{\min} = 35 \text{ mm}$ bis $f_{\max} = 90 \text{ mm}$. Die digital-holographischen Kameraaufnahmen laufen also synchron. Weiter wurde die Brechkraft D als Kehrwert der Brennweite f berechnet und über der aus Gleichung 5.1 gewonnenen zeitlichen Momentan-Spannung aufgetragen (Abb. 5.20b). Die Brechkraft variiert zwischen $D_{\min} = 11 \text{ dpt}$ und $D_{\max} = 30 \text{ dpt}$. Der für dieses Linienmodell ermittelte Dynamikbereich $\Delta D = 20 \text{ dpt}$ für einen Spannungsbereich von $U_{pp} = 80 \text{ V}$ konnte durch Messungen in Freiburg bestätigt werden. Ein Vergleich der absoluten Brennweiten bzw. Brechkräfte erwies sich als schwierig, weil die Linse nicht hinreichend reproduzierbar präpariert werden kann. Das dynamische Linsenverhalten zeigt für die harmonische Ansteuerung eine leichte Hysterese, die durch andere Messmethoden an der Universität Freiburg vorhergesagt wurde.

Dynamische Brennweite bei Ansteuerung mit Frequenzrampe nahe der zeitlichen Abtastgrenze

Ein weiteres charakteristisches Merkmal der neuartigen Linse liefert die Auswertung des Verhaltens für eine Ansteuerung mit einer sinusförmigen Spannung linear ansteigender Frequenz. Bei konstanter Amplitude der Treiberspannung wird in einem Zeitfenster von 1 s der Frequenzbereich zwischen $\nu_1 = 10 \text{ Hz}$ und $\nu_2 = 200 \text{ Hz}$ durchfahren.

$$U(t) = U_p \sin \left[2\pi \left(\nu_1 + \left(\frac{\nu_2 - \nu_1}{1 \text{ s}} \right) t \right) \cdot t \right] \quad (5.2)$$

Für die Hologrammaufnahme wurde die maximal mögliche Bildfolgefrequenz von 409 Bildern/s ausgeschöpft. Damit wird das Abtasttheorem (Gl. 2.14) für die höchste Frequenz der Steuerspannungsrampe erfüllt. Zur Auswertung sind Sequenzen von 2 s Länge und damit 818 Bilder pro Kamera gespeichert worden. Das Ergebnis der dynamischen Fokusberechnung zeigt Abbildung 5.21. Rein qualitativ lässt sich ein Ansteigen der Frequenz im dynamischen Brennweitenverhalten für kleine und schnelle Änderungen auch in der

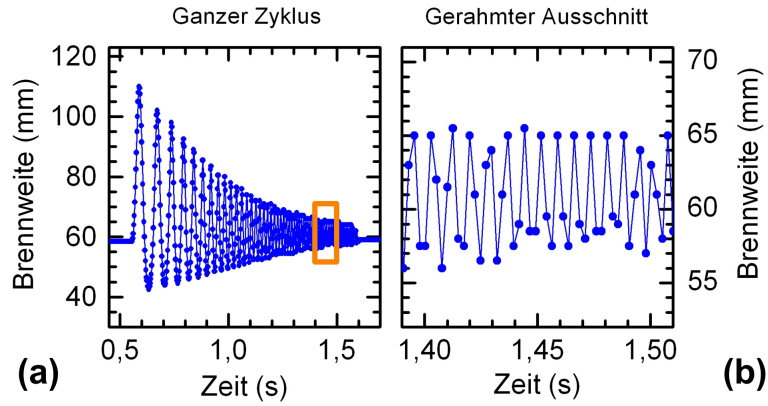


Abbildung 5.21: Dynamische Brennweite der adaptiven Linse für einen kontinuierlichen Frequenzanstieg einer Sinus-Steuerspannung von 10 Hz auf 200 Hz mit konstanter Amplitude von $U_{pp} = 81$ V

Nähe der abtastlimitierten höchsten Ansteuerfrequenz von 200 Hz rekonstruieren (Abb. 5.21b). Die Amplitude der Linsendynamik nimmt wie erwartet aufgrund des fallenden kapazitiven Widerstands des Piezo-Biegeaktors mit wachsender Frequenz ab. Das Tiefpassverhalten der Linse wird auch aus dem digital-holographischen Ergebnis ableitbar.

Dynamische Brennweite für einen Steuerspannungssprung

Um zu ermitteln, ob und wie direkt die adaptive Linse einem schnellen Wechsel der Steuerspannung folgen kann, wird sie rechteckig angesteuert. Dabei wechselt die Steuerspannung ihren Amplitudenwert zwischen $U_{min} = -16$ V und $U_{max} = +16$ V mit einer Frequenz von $\nu = 1$ Hz. Während dieser Ansteuerung wird eine Hologrammsequenz mit der maximal möglichen Bildaufnahmezeit von 409 Bildern/s aufgenommen, um insbesondere die Flanken der Linsendynamik zeitlich auflösen zu können. Das Ergebnis der automatisierten Fokusbestimmung aus der Hologrammsequenz einer Kamera ist in Abbildung 5.22a gezeigt. Der ermittelte Brennweitenbereich liegt zwischen $f_{min} = 35$ mm bis $f_{max} = 110$ mm. Für die ansteigende Flanke hin zu größeren Brennweiten wird eine Anstiegszeit $t_{an\ 90\%} = 29$ ms ermittelt. Während der abfallenden Flanke für den schnellen Wechsel hin zu kleineren Brennweiten vergeht hingegen mit $t_{ab\ 10\%} = 15$ ms deutlich weniger Zeit. Auch hier konnte die Hysterese des treibenden Piezo-Biegeaktors nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis der Flankensteilheit ist auch für ein anderes Füllvolumen und damit einem veränderten Bereich der dynamischen Brennweite der Linse reproduzierbar. In Abbildung 5.22b sind die synchron gespeicherten, aber spektral verschiedenen Hologrammsequenzen der beiden Hochgeschwindigkeitskameras übereinandergelegt. Die Linse verändert ihre Brennweite f während einer ansteigenden Flanke zwischen 44 mm und 98 mm (Abb. 5.22b). Diese Sequenz bildet die Grundlage einer interferometrischen Auswertung der rekonstruierten Phasenverteilung am Ort der Linse zur Erfassung der Linsenform.

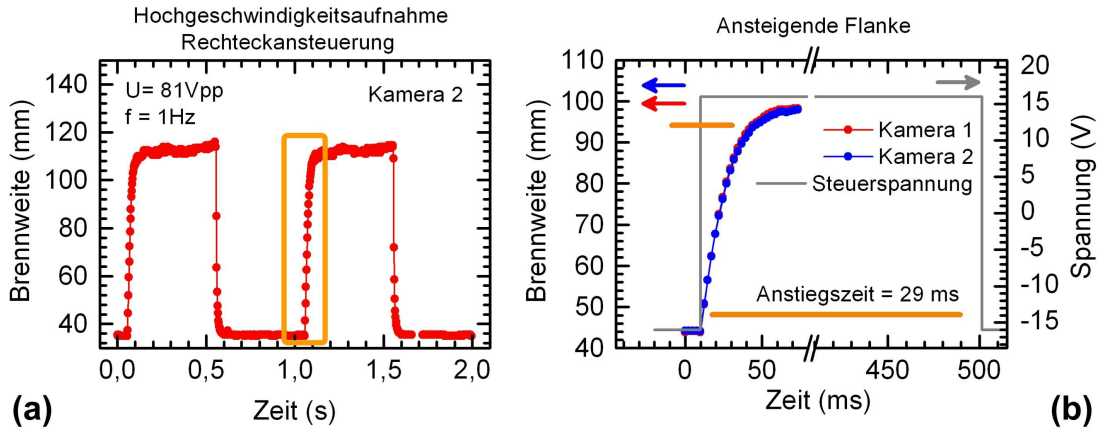


Abbildung 5.22: Digital-holographische Hochgeschwindigkeitsbestimmung der Sprungantwort einer adaptiven mikrofluidischen Linse. (a) Dynamische Brennweite bei rechteckförmiger Ansteuerung der mikrofluidischen Linse T60 (ausgewertet für Kamera 2 und einer Bildfolgefrequenz von ~ 0.5 kHz) und (b) Synchronizität beider Kameras bei einer separaten Flankenauswertung

Ergebnis der dynamischen Brennweitenbestimmung

Im ersten Teil der Untersuchungen an der adaptiven mikrofluidischen Linse konnte erstmalig ihre dynamische Brennweite bei periodischer und insbesondere aperiodischer Linsenansteuerung digital-holographisch bestimmt werden. Dabei konnte gezeigt werden, dass sowohl für kleine Aufnahmefrequenzen von 20 Bildern/s als auch für Hochgeschwindigkeitssequenzen mit mehr als 400 Bildern/s die spektral verschiedenen holographischen Aufnahmen absolut synchron laufen. Die spektrale Synchronizität der holographischen Aufnahmen bildet die Voraussetzung für eine Zwei-Wellenlängen-Formerfassung der hochdynamischen Linse. Die automatisierte Fokusbestimmung wertet die sehr umfangreichen Hologrammsequenzen aus mehr als 1500 Einzelhologrammen zuverlässig aus.

5.3.2 Adaptive Linsenform für einen Steuerspannungssprung

Für die Auswertung der Sprungantwort der adaptiven Linse, durch Ansteuerung mit einer Rechteck-Spannung als dritte vorgegebene Charakterisierungsaufgabe wird die Brennweitenbestimmung entlang einer anfallenden Flanke (Abb. 5.22b) durch die Auswertung der Phasenrekonstruktion am Ort der Linse erweitert. Diese Aufgabe erwies sich als digital-holographisch anspruchsvoll und bedurfte zusätzlicher numerischer Auswertungsschritte (Anhang D). Von den aufgenommenen digitalen Hochgeschwindigkeitshologrammen als Ausgangspunkt einer Zwei-Wellenlängen-Formerfassung wurden zur Darstellung der Ergebnisse drei Hologrammpaare zu unterschiedlichen Zeitpunkte, zu Beginn, in der Mitte und am Ende ausgewählt (Abb. 5.23). Das die Brennweite der Linse innerhalb der Sequenz zunimmt, ist bereits in den Hologrammen zu erkennen. Mit zunehmender Brennweite verringert sich der Propagationsabstand zwischen Fokusebene und Kameraebene

5 Experimentelle Ergebnisse

(Abb. 5.19). Damit kann sich das divergente Objektlicht immer weniger aufweiten, und die Ausdehnung des in Abbildung 5.23 mit farbigen Ringen markierten Bereiches der holographischen Interferenz nimmt ab.

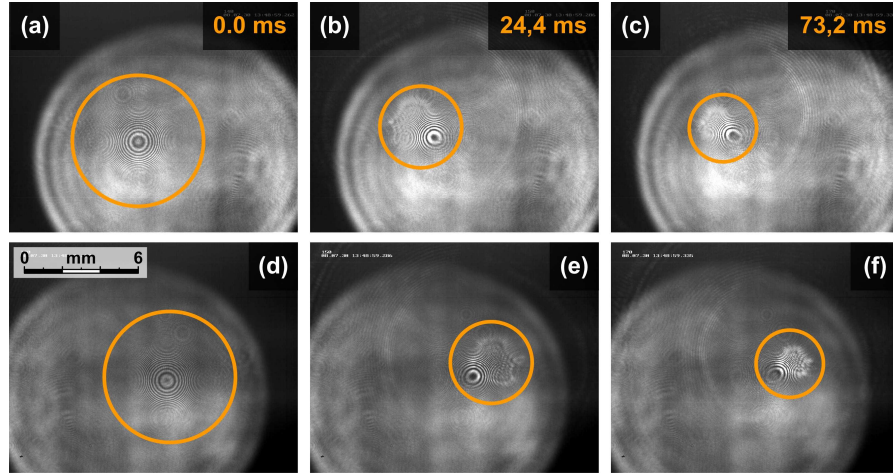


Abbildung 5.23: Spektral verschiedene Hologrammpaare zur dynamische Zwei-Wellenlängen-Formerfassung der adaptiven Linse zu ausgewählten Zeitpunkten der anfallenden Flanke der Steuerspannung in Abbildung 5.22b, aufgenommen mit 409 Bildern/s. (a),(b),(c) $\lambda_2 = 783$ nm, Kamera 2 und (d),(e),(f) $\lambda_1 = 771$ nm, Kamera 1. Die farbigen Ringe markieren die sehr fein strukturierte holographische Interferenz.

Die dynamische Brennweite der Linse wird durch die Veränderung ihrer Krümmung verursacht. Die Linse prägt dem transmittierenden Licht eine räumliche Phaseninformation auf, die aus der Laufzeit des Lichts durch die Linse resultiert. Umgekehrt heisst das, aus der zeitlich veränderlichen räumlichen Phaseninformation am Ort der Linse kann auf die dynamische Form der adaptiven Linse geschlossen werden. Für diese Aufgabe ist das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren DHEMI zur Rekonstruktion auch dynamischer Phasenverteilungen das ideale Werkzeug. Durch die rückwärts gerichtete numerische Propagation über die Fokusebene hinaus an den Ort der Linse wird das komplexe Wellenfeld des Objektlichts direkt hinter der Linse rekonstruiert. Abbildung 5.24a, d und g zeigen die extrahierte Amplitudenverteilung am Ort der Linse für die unterschiedlichen Linsenzustände. Deutlich sind die scharf rekonstruierte Linse und das unscharfe, räumlich ausgedehnte Zwillingsbild zu erkennen. Das Zwillingsbild konnte für dieses spezielle Objekt nicht eliminiert werden. Sein Einfluss auf die Phasenverteilung wurde jedoch durch die Anwendung einer speziell entwickelten Filterroutine in der Rekonstruktion fast vollständig aufgehoben (Anhang D.1 und D.2). Für den gerahmten Ausschnitt in den Amplitudenverteilungen wird die Phasenverteilung des Objektwellenfeldes als Grundlage der Formerfassung extrahiert. Abbildung 5.24b, e und h zeigen die bereits linear korrigierte Phasenverteilungen am Ort der Linse zur Wellenlänge $\lambda_2 = 783$ nm. Durch Bildung der korrelierte Differenzphasenverteilung (Abb. 5.24c, f und i) wird die Mehrdeutigkeit der Einzelphasenverteilungen aufgehoben.

5.3 Hochgeschwindigkeitsuntersuchungen an einer adaptiven Linse

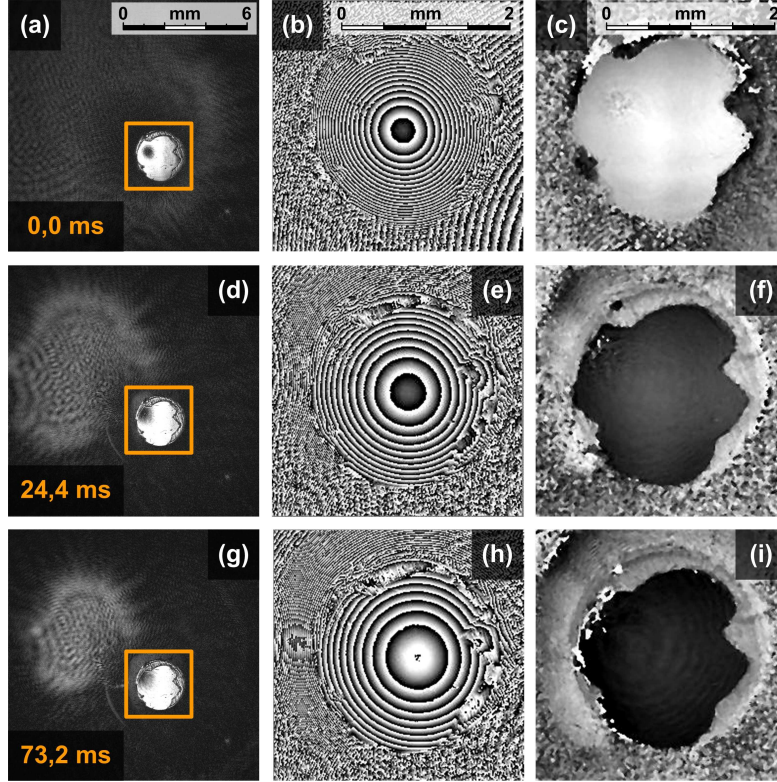


Abbildung 5.24: Dynamische Oberflächenverformung der adaptiven Linse. Rekonstruktion für 3 ausgewählte dynamische Zustände der Sequenz einer ansteigenden Flanke der Linsensprungantwort. (a), (d), (g) Amplitudenverteilung der Rekonstruktion in der Linsenebene (b), (e), (h) extrahierte und korrigierte Phasenverteilung der Linse zur Wellenlänge $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$ (farbiger Rahmen im Amplitudenbild) (c), (f), (i) Phasendifferenzverteilung der spektral verschiedenen Phasenrekonstruktionen.

Die adaptive Linse kann als homogen angenommen werden. Die mittlere Brechzahl der Linse wird durch die Arbeitsgruppe in Freiburg mit $\bar{n} = 1,48$ angegeben. Unter Benutzung von Gleichung 2.50 können die rekonstruierten Phasenergebnisse in eine zweidimensionale optische Weglängendifferenz umgerechnet werden. Während diese Umrechnung für die Phasendifferenz ohne Weiteres möglich ist (Abb. 5.25a, b und c), muss die Einzelphasenverteilung zunächst verstetigt werden. Das hat zwei Nachteile. Für hohe Phasensprungdichten am Rand der Linse wird die Verstetigung fehlerhaft. Deshalb ist sie nur in einem eingeschränkten zentralen Bereich der Linsenapertur auswertbar (Abb. 5.25d, e und f). Darüber hinaus geht durch die Verstetigung der relative Phasenbezug zwischen den Linsenzuständen verloren. In der Phasendifferenzinformation bleibt diese Information erhalten. Und so können neben der Krümmung der Linsenmembran auch der Rückgang der Linsenstärke und das Linsenvolumen direkt abgeleitet werden.

Ein zentraler Parameter der Linsencharakterisierung ist der Krümmungsradius. Die adaptive Linse ist plan-konvex. Deshalb kann aus einer parabolischen Näherung der er-

5 Experimentelle Ergebnisse

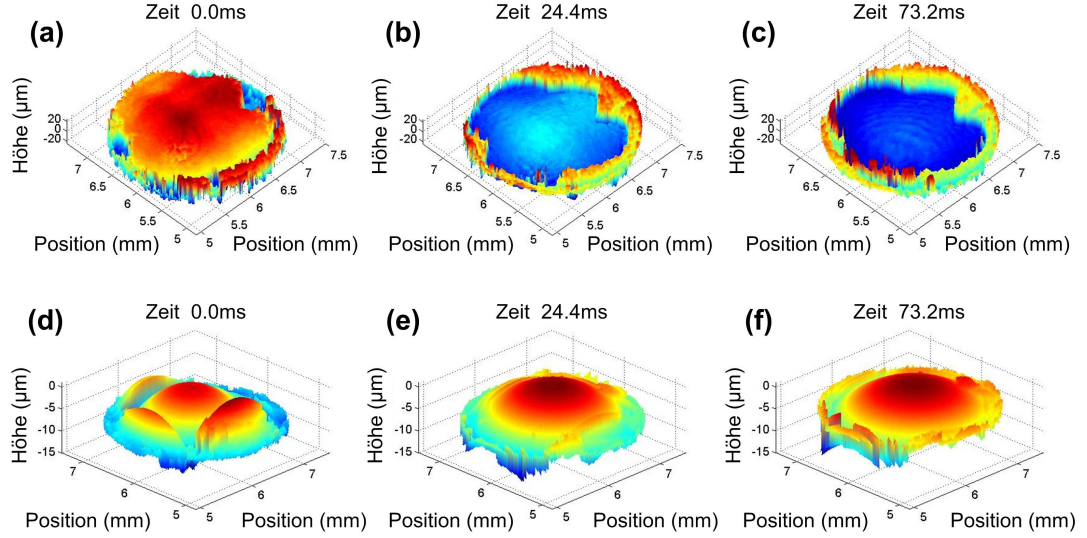


Abbildung 5.25: Dynamische Oberflächenverformung der adaptiven Linse. Dreidimensionale Darstellung der berechneten optischen Weglängendifferenz für drei zeitlich verschiedene Zustände. (a), (b), (c) Dynamische Linsenform abgeleitet aus der Differenzphasenverteilung, (d), (e), (f) Dynamische Linsenform abgeleitet aus der zuvor verstetigten Einzelphasenverteilung zur Wellenlänge λ_2

mittelten optischen Weglängendifferenzverteilung der Krümmungsradius bestimmt werden (Anhang D.3). Für einen zentralen Schnitt entlang der Vertikalen werden die Linsenzustände der ausgewerteten Flanke (Abb. 5.22b) mit einem Polynom zweiter Ordnung angenähert (Abb. 5.26a). Aus dieser Kurvenanpassung wird der Krümmungsradius zur kleinsten Brennweite $R_{\min} = 22 \text{ mm}$ und zur größten Brennweite $R_{\max} = 45 \text{ mm}$ bestimmt (Abb. 5.26b). Die Extrapolationen beider Krümmungen auf den Durchmesser der gesamten Linse von 5 mm schneiden sich mit nur geringer Abweichung im Bereich des Membranrandes. Der mit der DHEMI auf $50 \mu\text{m}$ erweiterte, eindeutig auswertbare Phasenbereich wird mit einer Phasendynamik von $44 \mu\text{m}$ nahezu ausgeschöpft. Dies ermöglicht die Bestimmung des vom Piezo-Biegeaktor bewegte Differenzvolumen $\Delta V = 810 \times 10^{-12} \text{ l}$. Der dabei erreichte Membranhub von $37 \mu\text{m}$ kann durch einfache interferometrische Auswertung der Phasenverteilung nur einer Wellenlänge nicht ermittelt werden, weil keine eindeutige Phasenbeziehung zwischen den dynamischen Zuständen der Linse besteht.

Für eine Aussage zur bestehenden Phasenunsicherheit wird die interferometrisch ermittelte Phasenverteilung mit der Phasenverteilung einer idealen Linse zur bestimmten dynamischen Brennweite (Anhang D.3) für die geringste und höchste Krümmung verglichen (Abb. 5.27). Die ermittelte Unsicherheit der Phasendifferenzverteilung ist kleiner als $\lambda/10$. Sie liegt damit im Bereich des durch die Güte der eingesetzten interferometrischen Strahlteiler induzierten Wellenfrontfehler, für den der Hersteller den Wert $\lambda/10$ angibt.

5.3 Hochgeschwindigkeitsuntersuchungen an einer adaptiven Linse

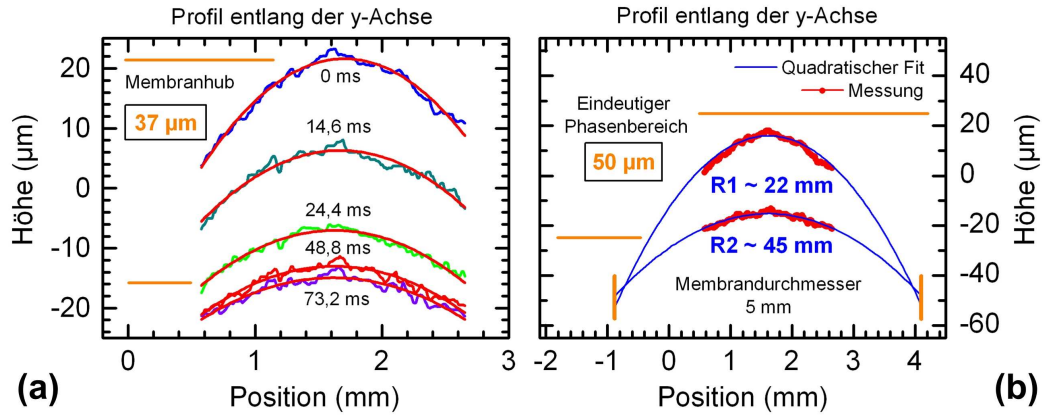


Abbildung 5.26: Dynamischen Linsenkrümmung entlang der anfallenden Steuerspannungsflanke (Abb. 5.22b). (a) Vergleichende Darstellung der parabolisch angenäherten vertikalen Zentralprofile der Linse und (b) Durch diese Kurvenanpassung ermittelte höchste und geringste Linsenkrümmung.

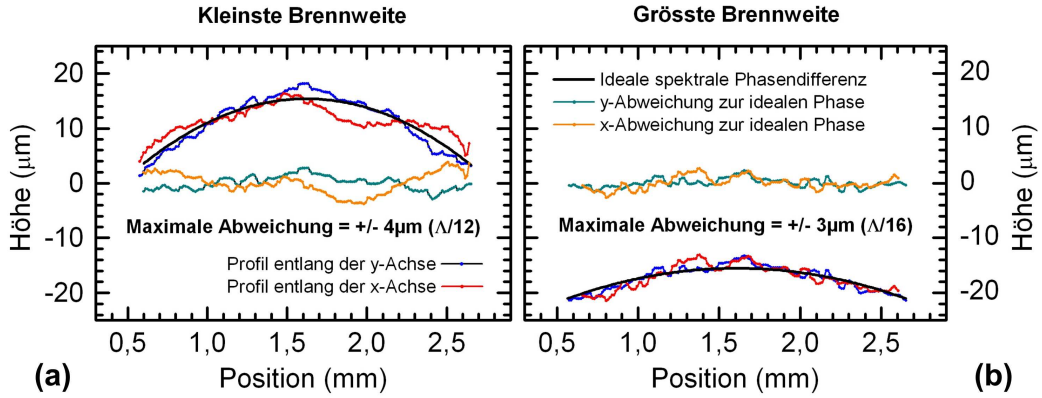


Abbildung 5.27: Vergleich von realer und idealer Phasenverteilung entlang eines vertikalen und horizontalen Zentralprofils zur Bestimmung der Phasenunsicherheit der interferometrischen Zwei-Wellenlängen Auswertung. (a) Kleinste Brennweite (b) Grösste Brennweite innerhalb der ausgewerteten ansteigenden Flanke der Sprungantwort

Ergebnis der dynamischen Formerfassung

Am Beispiel einer neuartigen adaptiven mikrofluidischen Linse konnte erstmalig eine Hochgeschwindigkeitsformerfassung im Einzelimpuls-Zwei-Wellenlängen-Verfahren mit einer Bildfolgefrequenz größer als 0,4 kHz demonstriert werden. Zur Untersuchung des transmittiven Objekts wurde der gesamte interferometrische Eindeutigkeitsbereich der synthetischen Wellenlänge von mehr als dem 60fachen der optischen Wellenlänge ausgenutzt. Nur so war es möglich, den Hub der Linsenmembran von $37\text{ }\mu\text{m}$ während einer anfallenden Flanke der Steuerspannung zu bestimmen. Mit der im vorangegangenen Teilversuch bestimmten dynamischen Brennweite konnte die ideale dynamische Form der Linse berechnet werden. So war ein Vergleich mit dem Ergebnis der Zwei-Wellenlängen-Formerfassung möglich. Die Abweichung der interferometrisch bestimmten Krümmung der Linse von der idealen Form ist kleiner als der für die Zwei-Wellenlängen-Formerfassung typische Wert von einem Zehntel der synthetischen Wellenlänge – ein ausgezeichnetes Ergebnis.

6 Ausblick

Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen wurde die digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Formfassung hochdynamischer Objekte im Einzelimpuls-Verfahren angestrebt und erfolgreich umgesetzt. Dafür wurde eine Mehr-Wellenlängen-Ultrakurzpuls-Quelle entwickelt, die simultan zwei getrennte spektrale Schwerpunkte variabel in Breite und Abstand emittiert. Sowohl die entwickelte holographische Lichtquelle als auch die digital-holographisch-interferometrische Methode sind aber nicht auf die Erzeugung bzw. die Auswertung von zwei Wellenlängen beschränkt. Der Einsatz von mehr als zwei Wellenlängen erweitert das Anwendungspotenzial der Methode enorm. In diesem Kapitel werden erste Ergebnisse bei der Entwicklung einer digitalen Einzelimpuls-Vier-Wellenlängen-Holographie gezeigt.

Die notwendigen Impulsenergien für eine digital-holographische Einzelimpuls-Speicherung schränkte die Auswahl möglicher Quellen für eine spektrale Formung auf Ultrakurzpuls-Verstärkersysteme ein. Der Einsatz einer Ultrakurzpuls-Oszillatorquelle würde nicht nur die spektralen Möglichkeiten der interferometrischen Auswertung verbessern, sondern auch die Komplexität des holographischen Systems und seine Kosten erheblich verringern. Aus den Erkenntnissen dieser Arbeit kann abgeleitet werden, dass die Speicherung einzelner spektral geformter ultrakurzer Oszillatorimpulse mit hochempfindlichen Kamerasystemen [85] durch die Optimierung des holographischen Systems möglich wird.

6.1 Digitale Einzelimpuls-Vier-Wellenlängen Holographie

Die Erhöhung des Bereiches einer eindeutigen Auswertung wird in der digital-holographischen Zwei-Wellenlängen-Interferometrie durch die Berechnung der Phasendifferenz von zwei spektral verschiedenen rekonstruierten Objektwellenfeldern erreicht. Dadurch ist die axiale Objektinformation gegeben in Einheiten der synthetischen Wellenlänge (Abschnitt 2.53), die größer als die optischen Wellenlängen der Aufnahme sind. Mit dieser Berechnung der Differenzphase skalieren aber auch Phasenunsicherheiten. Damit ist die Genauigkeit der Zwei-Wellenlängen-Auswertung kleiner als die der Einzel-Wellenlängen-Auswertung. Sie ist umso kleiner, je größer die erzeugte synthetische Wellenlänge ist. Der Vorteil einer interferometrischen Formbestimmung auf Bruchteile der optischen Wellenlänge geht so verloren. Dieser Nachteil kann unter Verwendung von mehr als zwei Wellenlängen durch das Verfahren der hierarchischen Phasenverstetigung beseitigt werden [86, 32, 87]. In diesem Verfahren wird zu Beginn der Auswertung eine synthetische Wellenlänge Λ_1 realisiert, die ohne Phasensprung die maximale Oberflächentiefe erfasst. Dabei muss die Phasenunsicherheit ε_1 der synthetischen Wellenlänge Λ_1 berücksichtigt

werden. Diese größte synthetische Wellenlänge bestimmt eindeutig die Objektform allerdings mit großer Phasenunsicherheit. Davon ausgehend werden weitere kleinere synthetische Wellenlängen Λ_n erzeugt, deren Phasensprünge nun in Kenntnis einer eindeutigen Objektphaseninformation sukzessive eliminiert werden. So gelangt man schließlich zur eindeutig verstetigten Einzelphase mit maximaler interferometrischer Genauigkeit. Die Wellenlängenschritte dürfen dabei nicht beliebig gewählt werden. Sie sind nach

$$\Lambda_{n+1} = \Lambda_n \frac{\varepsilon_1}{1 - \varepsilon_{n+1}} \quad (6.1)$$

von der Phasenunsicherheit ε_n der erzeugten synthetischen Wellenlängen Λ_n abhängig [14]. Gelingt es zum Beispiel, vier spektrale Schwerpunkte mit unterschiedlichen spektralen Abständen in einer kurzen zeitlichen Struktur zu erzeugen und voneinander unabhängig holographisch zu speichern, kann die interferometrische Präzision einer Formerfassung über einen großen Eindeutigkeitsbereich auch für hochdynamische Objekte gesteigert werden.

6.1.1 Simultane Erzeugung von vier Wellenlängen

Für die Umsetzung eines hierarchischen Mehr-Wellenlängen-Verfahrens zur Verringerung der Phasenunsicherheit bei der Formerfassung hochdynamischer Objekte war es im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen bereits möglich, vier getrennte spektrale Schwerpunkte mit variablen spektralen Abständen zu erzeugen. Abbildung 6.1 zeigt die nichtäquidistante spektrale Signatur der geformten Impulse, die mit der externen spektralen Formung mit Gitter (Abb. 3.11) erzeugt wurde. Die Autokorrelationsspur

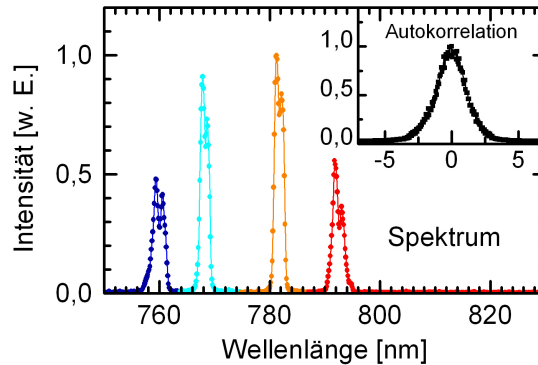


Abbildung 6.1: Separation von vier spektralen Anteilen aus dem Ultrakurzpulsspektrum für eine digital-holographische Vier-Wellenlängen-Methode. Die zusammenhängende Autokorrelationsspur im Nebenbild zeigt, dass diese spektralen Anteile gleichzeitig innerhalb einer zeitlichen Dauer von weniger als 2 ps vorliegen.

(Abb. 6.1 Nebenbild) zeigt, dass die separierten spektralen Teile eine zusammenhängende zeitliche Struktur mit einer Dauer von weniger als zwei Pikosekunden formen und damit tatsächlich simultan vorliegen. Diese holographischen Wellenlängen können nun nach Gleichung 6.1 zu einer auf die Objekteigenschaften angepassten Folge synthetischer

Wellenlängen kombiniert werden.

Zur unabhängigen numerischen Behandlung wird das Prinzip der Polarisationskodierung mit unterschiedlich verkippten Referenzspiegeln kombiniert. So können vier spektral getrennte holographische Informationen mit zwei Kameras in einer speziellen Mach-Zehnder-Anordnung separierbar gespeichert werden (Abb. 6.2). Mit einer ersten Polari-

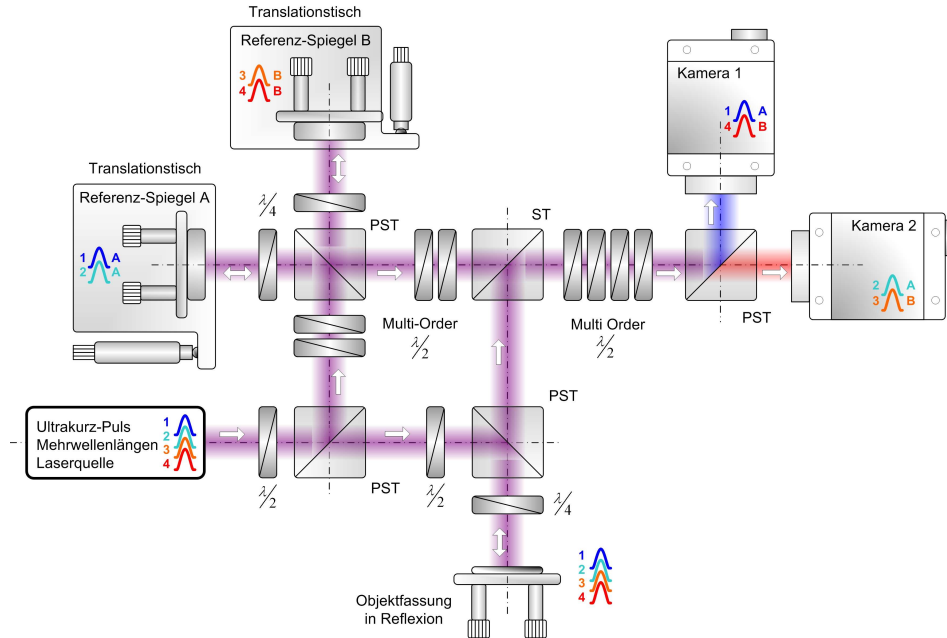


Abbildung 6.2: Mach-Zehnder-Anordnung für Einzelimpuls-Vier-Wellenlängen-Formfassung mit zwei Referenzspiegeln um vier spektral getrennte holographischen Informationen mit zwei Kameras für eine unabhängige numerische Behandlung speichern zu können.

sationstrennung zweier Paare wird die Aufprägung von zwei unterschiedlichen Off-axis-Winkeln mit zwei unabhängigen Referenzspiegeln möglich. Die verschiedenen Polarisierungen müssen in einem zweiten Schritt zur holographischen Interferenz mit der Objektwelle rückgängig gemacht werden. Diese technische Herausforderung wurde bereits umgesetzt. Damit aber nun spektrale Paare mit gleichem Off-axis-Winkel von verschiedenen Kameras gespeichert werden, wird eine weitere abgestimmte Kaskadierung von 3 oder 4 HWP nötig. Mit diesem letzten Schritt wird das Ziel einer interferometrischen Messung erreicht, den maximalen Eindeutigkeitsbereich der größten synthetischen Wellenlänge mit der interferometrischen Genauigkeit der Einzel-Wellenlängen-Auswertung zu vermessen.

6.1.2 Zeitliche Trennung der spektralen Anteile

Für eine Mehr-Wellenlängen-Formfassung schnell bewegter Objekte kommt es darauf an, zu einem quasi-statischen Objektzustand mehrere spektral verschiedene Hologramme simultan zu erzeugen. Deshalb zielte die spektrale Formung bislang darauf ab, zwei

oder mehr spektrale Anteile ohne zeitlichen Abstand zu erzeugen. Aufgrund der festen Phasenbeziehung der spektralen Anteile in der Ultrakurzpuls-Struktur ist es zum Beispiel durch Einbringen zusätzlicher Dispersion möglich, die spektralen Anteile auch zeitlich zu separieren. So werden Untersuchungen extrem kurzer Ereignisse mit einer Zeitauflösung im Bereich einiger Pikosekunden möglich, ohne die digital-holographische Anordnung, Aufnahme oder Auswertung zu ändern. Eine solche Trennung der spektralen Anteile wurde mit der externen spektralen Formung mit Gitter (Abb. 3.11) demonstriert.

Aus dem Gesamtspektrum werden mit 4 variablen Spaltblenden Spektralanteile herausgeschnitten (Abb. 6.3a). Für die kompensierende Gitterformer-Anordnung liegen die-

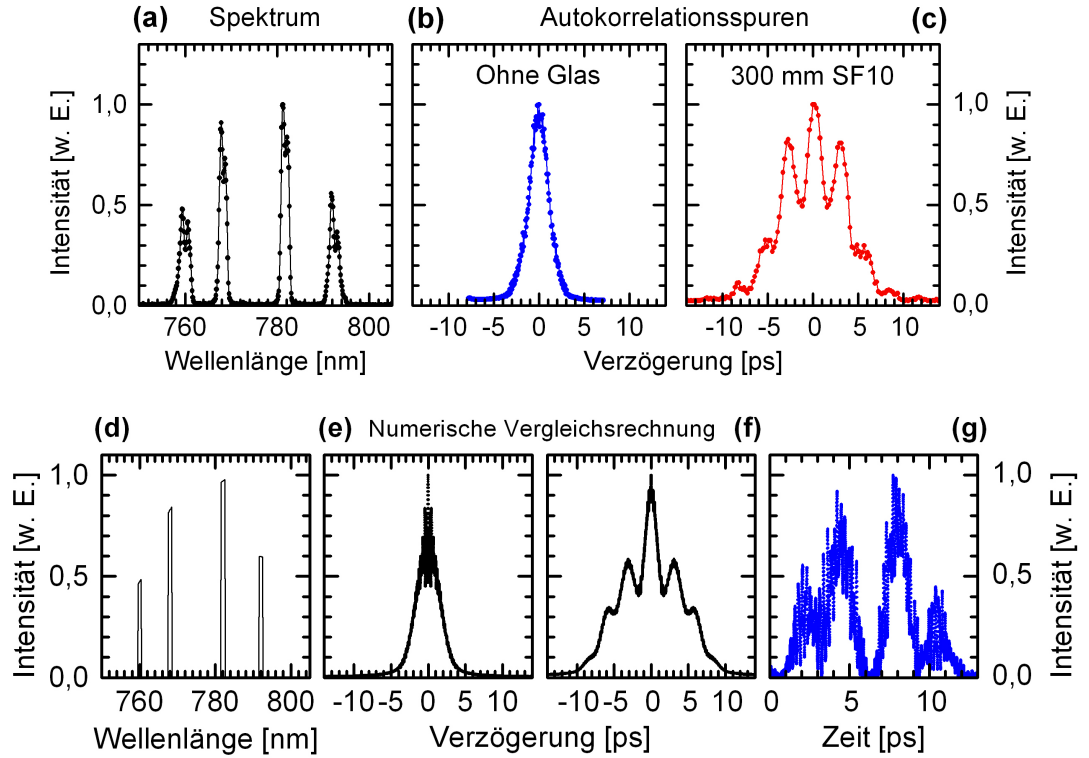


Abbildung 6.3: Zeitliche Trennung der spektral getrennten Anteile. (a) Vier Spektralanteile des Verstärkerspektrums, (b) am Ort des Objekts zeitlich übereinanderliegende spektrale Anteile für den kompensierenden Gitterformer, (c) etwa 3 ps auseinandergezogene spektrale Anteile durch Einbringen einer dispersiven Materialstrecke und Verschieben des Gitters. (d-g) Numerische Vergleichsrechnung: Mit dem Einbringen einer dispersiven Materialstrecke können die zunächst gleichzeitigen spektralen Anteile zeitlich getrennt werden. Der Autokorrelation kann eine zeitliche Feldstruktur aus vier getrennten Anteilen zugeordnet werden.

se Spektralanteile am Ort des Objekts zeitlich übereinander (Abb. 6.3b). Durch Einbringen einer 300 mm langen dispersiven Materialstrecke SF10 wird eine $GDD \sim 50\,000\text{ fs}^2$ vor dem Gitterformer erzeugt. Dadurch wird das Spektrum zeitlich gestreckt. Mit dem Gitter können die spektralen Anteile weiter auseinandergezogen werden. So kann eine

zeitliche Struktur mit einer Dauer von fast 20 ps aus Anteilen mit einem Abstand von 3 ps erzeugt werden. Eine vergleichende numerische Rechnung (Abb. 6.3d-g) bestätigt, dass die Autokorrelation in Abbildung 6.3c von einer zeitlichen Feldstruktur mit vier zeitlich getrennten Anteilen geformt wird. Die Autokorrelation einer zeitlichen Funktion aus spektral nicht-äquidistanten und zeitlich versetzten Anteilen ist im Allgemeinen eine sehr komplexe Funktion. Aus ihr kann die Anzahl und die zeitliche Trennung der enthaltenen spektralen Anteile nicht ohne Weiteres abgeleitet werden. Durch eine Kreuzkorrelation mit der nullten Beugungsordnung der Anordnung (Abb. 3.11) wird es möglich, die der holographischen Untersuchung tatsächlich zugrundeliegende Pulsform zu bestimmen. Dann würde die ~ 20 ps lange zeitliche Gesamtstruktur der 1 ps langen Teile mit einem 60 fs Puls abgetastet.

Es ist also mit der Gitter-Anordnung möglich, den zeitlichen Abstand der getrennten Spektralanteile einzustellen. Zusammen mit der entwickelten digital-holographischen Methode auf dem Prinzip der Polarisationskodierung werden so erstmalig in einem einzigen holographischen Aufbau statische und hochdynamische Objekte und Abläufe auf der Pikosekunden-Zeitskala auswertbar. Eine potentielle Anwendung reicht von Beobachtungen neuartiger laserinduzierter Zündvorgänge und Materialabtragung bis hin zur zeitaufgelösten Analyse des Catastrophic Optical Damage (COD) an Hochleistungshalbleiterlasern.

6.2 Kompaktes fs-Oszillatorsystem

Die in einem digital-holographischen Einzelimpuls-Verfahren notwendige Impulsenergie im Mikrojoule-Bereich für den Einsatz konventioneller Kamerasysteme kann nur durch Ultrakurzpuls-Verstärkersysteme erreicht werden. Solche Systeme sind jedoch teuer und wartungsintensiv. Der Einsatz einer Ultrakurzpuls-Oszillatorquelle hat demgegenüber Vorteile. Zum einen ist eine Oszillatorquelle deutlich kostengünstiger und weniger komplex. Damit kann ein digital-holographisches System sehr viel kompakter aufgebaut werden, und wäre insbesondere für einen kommerziellen Einsatz attraktiver. Zum anderen besitzen die Impulse einer Ultrakurzpuls-Oszillatorquelle gegenüber denen eines Verstärkersystems eine erheblich größere spektrale Breite. Mit den spektralen Breiten heutiger kommerzieller Oszillatoren von über 250 nm bei etwa 800 nm können spektrale Abstände für eine Zwei-Wellenlängen-Auswertung oberhalb von 200 nm realisiert werden. Die korrespondierenden synthetischen Wellenlängen kleiner als $3 \mu\text{m}$ lassen auch zuverlässige hierarchische Verstetigungsroutrinen von sehr verrauschten Phaseninformationen zu.

Nachteilig war bislang die für eine digital-holographische Anwendung zu geringe Impulsenergie um ~ 5 nJ. Diese schließt eine Einzelimpulsaufnahme mit herkömmlichen Kamerasystemen praktisch aus. Mit den in den durchgeführten Untersuchungen gewonnenen Erkenntnissen kann in diesem Abschnitt gezeigt werden, dass der Einsatz von Ultrakurzpuls-Oszillatorquellen in der digitalen Mehr-Wellenlängen-Holographie dennoch auch für dynamische Untersuchungen mit konventionellen Kamerasystemen möglich ist. Ein solches System ist eine ernstzunehmende Alternative zur einzigen bisherige kommerziellen Lösung einer Kombination aus mehreren elektronisch gepulsten und synchronisierten

Halbleiterlasern.

Für eine digital-holographische Mehr-Wellenlängen-Anwendung werden Anteile mit einer Breite kleiner als 2 nm aus dem Spektrum einer Ultrakurzpuls-Laserquelle separiert. Diese spektrale Formung reduziert die für eine holographische Belichtung nutzbare Impulsenergie etwa um den Faktor 100. Zusätzliche Verluste entstehen auch im Formungsaufbau beispielsweise durch den nicht auf den spektralen Bereich um 800 nm abgestimmten Blaze-Winkel des Gitters in der externen Formung. Auch der interferometrische Aufbau verringert durch Verluste bei der Einkopplung, der Formung des Strahlprofils und an Strahlteilern die Eingangsintensität um mindestens den Faktor 5. Im derzeitige Aufbau wird der Gesamtverlustfaktor auf etwa einen Faktor 3000 abgeschätzt werden. Wird die im Abschnitt 2.3.1 abgeleitete unterer energetische Grenze von 100 nJ für die Belichtung konventioneller Kamerasensoren zugrundegelegt, muss die Impulsenergie der Laserquelle oberhalb von 300 μ J liegen.

Zum Erreichen dieses Wertes mit einer Ultrakurzpuls-Oszillatorquelle für eine auswertbare holographische Aufnahme sind Belichtungszeiten im Bereich einiger Millisekunden notwendig. Das kann mit einem Ultrakurzpuls-Oszillator *Femtsource scientific pro* von Femtopower an einem statischen Objekt demonstriert werden. Dieses System emittiert bei einer Repetitionsrate von 87 MHz Impulse mit einer Impulsenergie von 2 nJ, die eine spektrale Breite von etwas mehr als 90 nm haben. Wird ein spektraler Bereich der Breite $\Delta\lambda = 1,5$ nm um die Schwerpunktswellenlänge von $\lambda = 783$ nm separiert ist die digital-holographische Aufnahme mit einer Belichtungszeit von $t_{\text{Aufn}} \simeq 2$ ms gut auswertbar. Dabei wird das Licht von etwa 175 000 Impulsen integriert. Abbildung 6.4 vergleicht am Beispiel des statischen Einachsen-Scanners das Ergebnis der Phasenrekonstruktion einer solchen holographischen Mehrpuls-Aufnahme mit der Phasenrekonstruktion der Einzelimpulsaufnahme unter Verwendung des Ultrakurzpuls-CPA-Verstärkers *Compact Pro* bei identischen spektralen Parametern. Beide Aufnahmen liefern das gleiche Ergeb-

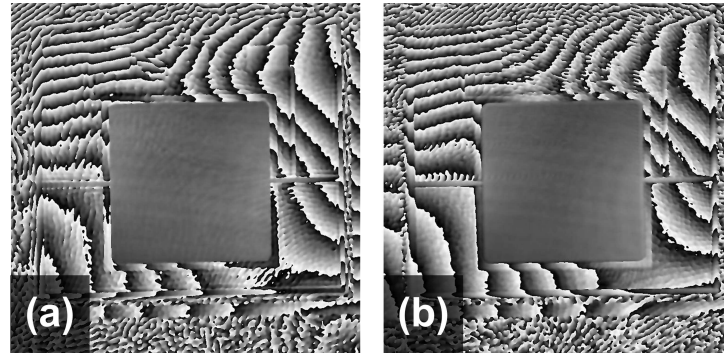


Abbildung 6.4: Statischer Einachsen-Scanner; Vergleich der digital-holographischen Phasenrekonstruktion für die Wellenlänge $\lambda = 783$ nm $\Delta\lambda = 1,5$ nm (a) Ein Verstärkerimpuls (Belichtungszeit 300 μ s) (b) 175 000 Oszillatorimpulse (Belichtungszeit 2 ms)

nis. Durch eine Mittelung über viele Impulse bei der Aufnahme mit der Oszillatorquelle wird das Phasenrauschen etwas herabgesetzt.

Schon jetzt ist also eine Zwei- und Vier-Wellenlängen-Formfassung komplexer Objekte der Mikrosystemtechnik mit nur einer Laserquelle in Auswertung nur einer digital-holographischen Aufnahme möglich. Darüber hinaus sind digital-holographische Mehr-Wellenlängen-Echtzeitauswertungen mit einer zeitliche Auflösung von wenigen Millisekunden realisierbar. Damit können eindeutige Ergebnisse in dynamischen Untersuchungen auf dem Gebiet der Biologie oder Medizin, z. B. bei der Beobachtung der Bewegung und Veränderung von Zellen, gewonnen werden.

Eine Verringerung der Belichtungszeit in den Bereich von Mikrosekunden kann in einem ersten Schritt durch die Optimierung des entwickelten Gesamtsystems erreicht werden. Durch Ausschöpfen aller Möglichkeiten, z. B. die Erhöhung der Beugungseffizienz des Spektrographen, eine verbesserte Interferometereinkopplung und die Verringerung optischer Wege kann der Verlust sicher auf den Faktor 400 gesenkt werden. Zum Erreichen der notwendigen Aufnahmeenergie von 100 nJ muss die Quelle dann noch $E_{\text{Aufn}}^{\text{opt}} \geq 40 \mu\text{J}$ bereitstellen. So kann die minimal nötige Kameraverschlusszeit auf $t_{\text{Aufn}}^{\text{opt}} \leq 100 \mu\text{s}$ gesenkt werden.

Auch dieses zeitliche Aufnahmezeitfenster ist für eine Untersuchung der derzeit schnellsten Mikrospiegel zu lang (Abschnitt 2.3.3). Noch kürzere Belichtungszeiten und sogar die Auswertung von Oszillator-Einzelimpulsen werden mit hochempfindlichen Detektoren möglich. In kommerziellen ICCD-Kameras (Intensified Charge-Coupled Device) werden Verstärkungsfaktoren bis 10^6 erreicht. Dazu ermöglichen ICCD-Kameras Verschlusszeiten unter einer Nanosekunde. Aus einer Oszillator-Impulsfolge mit einer Repetitionsrate von 100 MHz kann damit ein einzelner Impuls für die Hologrammdetektion ausgewählt werden. Hat dieser Impuls die typische Energie von 5 nJ, kann mit einer Verstärkung von 10^4 die Mindestbelichtung erreicht werden. Alle numerischen Routinen zur interferometrischen Auswertung können sofort auf diese sensitiv detektierten Hologramme übertragen werden. Die zukünftige Herausforderung wird die holographische Speicherung mit Oszillator-Einzelimpulsen sein.

Der Einsatz eines Ultrakurzpuls-Oszillators als breitbandige Lichtquelle zur digital-holographischen Mehr-Wellenlängen-Anwendung ist möglich. Durch Ausschöpfen aller Optimierungsmöglichkeiten des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Systems können auswertbare Hologramme innerhalb der derzeit verfügbaren Kameraverschlusszeiten von $10 \mu\text{s}$ aufgenommen werden. Zeitaufgelöste Untersuchung von Mikrosystemen erfordern Belichtungszeiten unter $1 \mu\text{s}$. Dies ist mit herkömmlichen Kamerasystemen nicht möglich. Durch den Einsatz einer ICCD-Kamera könnten auswertbare Hologramme mit spektral geformten Ultrakurzpuls-Oszillatorimpulsen aufgenommen werden. Auch wenn der Einsatz eines Ultrakurzpuls-Oszillators zur digital-holographischen Analyse in der Mikrosystemtechnik möglich wird, ist für Untersuchungen stark streuender Objekte oder laserinduzierter Durchbrüche weiterhin der Einsatz von Ultrakurzpuls-Verstärkersystemen notwendig.

7 Zusammenfassung

Mit dem Ziel der digital-holographischen Zwei-Wellenlängen-Formerfassung sehr schnell bewegter Objekte ist es mit einem neuartigen Ansatz der digital-holographischen Aufnahme und Auswertung gelungen, die Eigenschaften einer Ultrakurzpuls-Laserquelle vorteilhaft zu nutzen.

Die digital-holographisch-interferometrische Auswertung sehr komplexer, hochdynamischer Objekte ist bislang auf Belichtungszeiten von Nanosekunden und auf einen Eindeutigkeitsbereich von nur wenigen Mikrometern beschränkt. Mit dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten neuartigen Verfahren der digital-holographischen Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Interferometrie (DHEMI) werden diese Beschränkungen durch den Einsatz einer neuartigen holographischen Lichtquelle überwunden. Die spektrale Formung einer kommerziellen Ultrakurzpuls-Verstärkerquelle macht zum ersten Mal die Erzeugung von zwei getrennten spektralen Anteilen in einer ultrakurzen zeitlichen Struktur mit nur einer Laserquelle möglich. Damit entfällt die bisherige aufwendige elektronische Synchronisierung mehrerer Impulsquellen. Die Verstärkung eines Seed-Impulses einer Ultrakurzpuls-Oszillatorquelle garantiert eine hohe spektrale wie zeitliche Stabilität und Reproduzierbarkeit. So ist die neuartige holographische Laserquelle den bisher für die digital-holographische Untersuchungen dynamischer Objekte eingesetzten gepulst betriebenen Halbleiterlaserquellen deutlich überlegen. Der zwischen 5 nm und 50 nm variable spektrale Abstand und eine spektrale Breite von weniger als 2 nm zeichnen die neu entwickelte Laserquelle vor anderen für eine digital-holographische Zwei-Wellenlängen-Formerfassung aus. Umweltbedingte Störeinflüsse bei der Aufnahme schließt die durch die Impulsdauer gegebene Belichtungszeit von einer Pikosekunde und kürzer komplett aus. Mit den erreichten Impulsenergien oberhalb von $1 \mu\text{J}$ kann der Sensor einer Digitalkamera belichtet werden. Damit können erstmalig alle Ergebnisse aus einer holographischen Einzelimpuls-Aufnahme gewonnen werden. Dies schafft die Voraussetzung für eine interferometrische Analyse hochdynamischer Objekte.

Für die simultane Aufnahme werden die spektral verschiedenen Hologramme mit einem eigens entwickelten Prinzip der Polarisationskodierung in neuartigen interferometrischen Anordnungen räumlich getrennt. Das macht den Einsatz von zwei zeitlich synchron laufenden Kameras für die holographische Aufnahme nötig und eröffnet die Erweiterung der entwickelten Methode DHEMI auf vier und mehr Wellenlängen. Erstmals konnte die Auswertung der Differenzphase für eine Zwei-Wellenlängen-Formerfassung aus digital-holographischen Aufnahmen mit mehreren räumlich getrennten Kameras gezeigt werden.

In stroboskopischen Untersuchungen in Reflexion an periodisch bewegten Spiegeln der Mikrosystemtechnik wurde die Einzelimpuls-Zwei-Wellenlängen-Formerfassung erstmals erfolgreich demonstriert. Die erreichte Genauigkeit bei der Auswertung der Differenzphase von einem Zwanzigstel der erzeugten synthetischen Wellenlänge ist um den Fak-

tor zwei besser als typische Ergebnisse statischer Auswertungen. Darüber hinaus konnte durch den Einsatz spezieller Kameras zum ersten Mal eine digital-holographische Hochgeschwindigkeitsformerfassung demonstriert werden. Die erreichte Bildfolgefrequenz von mehr als 0,4 kHz liegt 15 mal über den Ergebnissen bisheriger digital-holographischer Echtzeituntersuchungen. Damit war es möglich die aperiodische Sprungantwort einer neuartigen mikrofluidischen Linse in Transmission zu charakterisieren. Der Eindeutigkeitsbereich der Phasenauswertung ist mit $50\text{ }\mu\text{m}$ mehr 60 mal größer als die optischen Wellenlängen und fast drei mal größer als bislang für hochdynamische Objekte erreichte Werte.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die entwickelte holographische Lichtquelle nicht auf die Erzeugung von zwei Wellenlängen beschränkt ist. Es wurden die Voraussetzungen für eine digitale Vier-Wellenlängen-Holographie geschaffen. Zukünftig wird eine Formerfassung dynamischer Objekte mit einer Genauigkeit von 10 nm über einen eindeutigen interferometrischen Bereich größer als $50\text{ }\mu\text{m}$ möglich sein. Die zusätzlich mögliche zeitliche Trennung der spektralen Anteile kann die Anwendung der für dynamische Untersuchungen in der Mikrosystemtechnik gefundenen Lösung auf Prozesse im Pikosekunden-Bereich erweitert werden.

Die vorliegende Arbeit legt die Grundlagen für den umfassenden Einsatz einer Ultrakurzpuls-Laserquelle in der dynamischen digital-holographischen Interferometrie und zeigt Ergebnisse im Bereich der Mikrosystemtechnik. Der entscheidende Vorteil des entwickelten Verfahrens ist eine maßgeschneiderte Lichtquelle zur problemangepassten, digital-holographisch-interferometrischen Analyse von schnellen bis ultraschnellen Abläufen auf makroskopischer und mikroskopischer Ebene. Das entwickelte holographische Messsystem kann ohne umfangreiche Veränderungen neben den gezeigten Anwendungen in der Mikrosystemtechnik zum Beispiel auch für tomographische Auswertungen, die Untersuchung laserinduzierter Filamentation oder polarisationsselektiven holographischen Untersuchungen eingesetzt werden.

Anhang

A. Auswahl Halbwellenplatten höherer Ordnung

Verzögerungsplatten aus einachsigen, doppelbrechenden Kristallen werden so geschnitten, dass die Ein- und Austrittsfläche der Platte parallel zur optischen Achse des Kristalls liegt. Die Polarisationsrichtung des Lichts, das die Platte durchtritt, besitzt im Kristall einen ausserordentlichen (ao) Anteil parallel zur optischen Kristallachse und einen ordentlichen (o) Anteil senkrecht dazu. Weil die Anteile unterschiedliche Brechungsindizes besitzen, werden sie abhängig von Dicke, Wellenlänge und Brechungsindexunterschied gegeneinander verzögert. D. h., es entsteht eine Phasendifferenz

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d |n_{ao}(\lambda) - n_o(\lambda)| \quad (\text{A.1})$$

zwischen den Anteilen [88]. Durch Ausnutzen dieser doppelbrechenden Eigenschaft kann die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht um 90° gedreht werden. Dazu muss die Polarisationsrichtung des Lichts mit der optischen Kristallachse einen Winkel von 45° einschließen und durch die Dicke der Platte eine Phasendifferenz $\Delta\varphi = \pi$ erreicht werden. Eine solche Platte heißt Halbwellenplatte (HWP) oder $\lambda/2$ -Platte nullter Ordnung. Das Phasenverhalten der Platte ist periodisch in 2π . Dickere Platten können mit Phasendifferenzen

$$\Delta\varphi^{\text{HWP}} = k \cdot 2\pi + \pi \quad (\text{A.2})$$

ebenfalls Halbwellencharakter haben. Sie werden Halbwellenplatten höherer Ordnung genannt und k gibt die Ordnung der Platte an. Mit steigender Plattendicke steigt dann die Dichte der Frequenzen für die $\Delta\varphi^{\text{HWP}}$ erfüllt ist.

Zur Trennung der erzeugten spektralen Anteile in einer digital-holographischen Anwendung werden Verzögerungsplatten aus Quarzglas verwendet. Für die Auswahl einer geeigneten Plattendicke wurde folgende Vorgabe gemacht. Im Bereich der Schwerpunktwellenlänge $\lambda_c = 790 \text{ nm}$ des eingesetzten Laserspektrums soll für einen spektralen Abstand von 10 nm ein Phasenunterschied von π erreicht werden. Die dafür notwendige Dicke einer Verzögerungsplatte aus kristallinem Quarz kann mit Gleichung A.1 zu etwa $3,3 \text{ mm}$ berechnet werden. Das entspricht für die Wellenlänge λ_c einer Ordnung $k = 36$. Das Verhalten einer solchen Verzögerungsplatte kann numerisch abgeschätzt werden (Abb. 1). Ausgangspunkt ist die Bestimmung von ordentlichem und ausserordentlichem spektralen Brechungsindex durch Lösen der Sellmeier-Gleichungen. Die Sellmeier-Koeffizienten für Quarz wurden Dmitriev et al. [89] entnommen. Dem Jones-Formalismus [25, 90, 18] folgend, wird die Eingangspolarisation o. B. d. A. in Richtung der y-Komponente des elektrischen Feldes festgelegt. Sie wird in das System der virtuellen

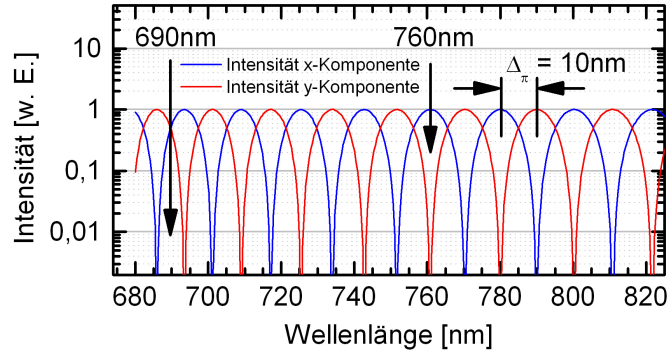


Abbildung 1: Numerische Abschätzung des Frequenzverhaltens einer Verzögerungsplatte für die Vorgabe, dass im Bereich um 790 nm spektrale Komponenten mit einem Abstand von 10 nm einen Phasenunterschied von π haben. Eine solche Platte hätte eine Dicke von etwa 3,3 mm

HWP obiger Vorgabe überführt. Mit Gleichung A.1 kann nun die spezifische spektrale Verzögerung der Platte berechnet werden. Abbildung 1 zeigt die Komponenten des Jonesvektors nach dem Durchlaufen der Platte.

Es zeigt sich, dass man nicht auf die Nennwellenlänge 790 nm einer solchen Halbwellenplatte festgelegt ist. Für eine geringe spektrale Variabilität wurden Halbwellenplatte hoher Ordnung zu den zwei verschiedenen Nennwellenlängen

$$\lambda_1^{\text{HWP}} = 689 \text{ nm} \quad \text{und} \quad \lambda_2^{\text{HWP}} = 761 \text{ nm}$$

erworben. Die genaue Ordnung der Platten kann vom Hersteller nicht sicher benannt werden. Ihre Dicke wurde hier vermessen und kann mit $d > 1,6 \text{ mm}$ für beide Platten angegeben werden. Das entspricht einer Ordnungszahl $k > 18$. Durch Kombination dieser Platte kann das für die spektrale Trennung notwendige spezifische Polarisationsverhalten erreicht werden.

B. Synthetisches Objekt und Hologrammsynthese

Die methodischen Schritte des neuen Verfahrens sollen anhand eines synthetischen Objekts (Abb. 2) behandelt werden, in dem kleine und große Objektdynamiken gemeinsames auftreten. So kann neben einer anschaulichen Darstellung die Konsistenz der Methode verifiziert werden. Das Objekt besteht aus vier Blöcken mit einer quadratischen

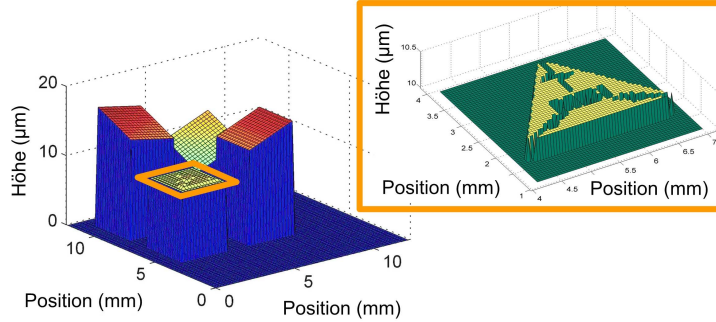


Abbildung 2: Synthetisches Objekt zur Ableitung numerischer Schritte für die in der Arbeit entwickelten digital-holographisch-interferometrischen Methode. Die viergliedrige Struktur besitzt Stufen mit mehr als $10\ \mu\text{m}$ und eine feinere Stufenstruktur mit nur $300\ \text{nm}$ Höhe. Eine solche Struktur kann mit nur einer holographischen Wellenlänge nicht eindeutig charakterisiert werden.

Grundfläche der Kantenlänge $2,9\ \text{mm}$. Die Blöcke sind symmetrisch mit einem Abstand von $1,3\ \text{mm}$ zueinander angeordnet. Das Objekt hat also eine laterale Ausdehnung von $7,1 \times 7,1\ \text{mm}$. Ein Block (Abb. 2, farbiger Rahmen) besitzt eine plane obere Objektfläche in einer Höhe von $10\ \mu\text{m}$. Ihr ist eine stufige Struktur mit einer Höhe $300\ \text{nm}$ aufgeprägt. Die drei anderen Blöcke sind im Zentrum $10\ \mu\text{m}$ bzw. $15\ \mu\text{m}$ hoch und unterscheiden sich in der Neigung ihrer ebenen Abschlussflächen. Die Reflektivität der oberen Flächen ist ideal 1, die der Bodenfläche 0,2 gesetzt. Die hohen Stufen dieses Objekts machen es unmöglich, mit nur einer holographischen Wellenlänge das Objekt eindeutig zu charakterisieren. Erst die Kombination von Einzel- und Mehr-Wellenlängen-Auswertung wird eine vollständige Objektanalyse ermöglichen. Durch Lösung des Beugungsintegrals über den Faltungsansatz (Abschnitt 2.1.2) wird es möglich, die Schritte der Hologrammerzeugung numerisch nachzubilden und so Hologramme für die Entwicklung und Anpassung einer geeigneten Mehr-Wellenlängen-Auswertroutine zu synthetisieren.

Für die numerische Erzeugung spektral verschiedener Hologramme aus der synthetischen Objektstruktur wurden die holographischen Wellenlängen $\lambda_1 = 771\ \text{nm}$, $\lambda_2 = 783\ \text{nm}$, der Pixelabstand $\Delta x = 12\ \mu\text{m}$ (Basler-Kamera A504k) und der experimentell gefundene Off-axis-Winkel $\alpha_{\text{off}} = 0,4^\circ = \pi/450$ zugrunde gelegt. Ein typischer Kamera-Objekt-Abstand liegt bei $300\ \text{mm}$. Um den Einfluss unterschiedlicher Abstände der zwei eingesetzten Kameras bei der Aufnahme zu untersuchen, ist bei der Hologrammsynthese der Kamera-Objekt-Abstand mit $d_{\lambda_1} = 302\ \text{mm}$ und $d_{\lambda_2} = 300\ \text{mm}$ für die beiden Wellenlängen variiert worden.

Abbildung 3 zeigt die Abschnitte der numerischen Hologrammerzeugung für die Be-

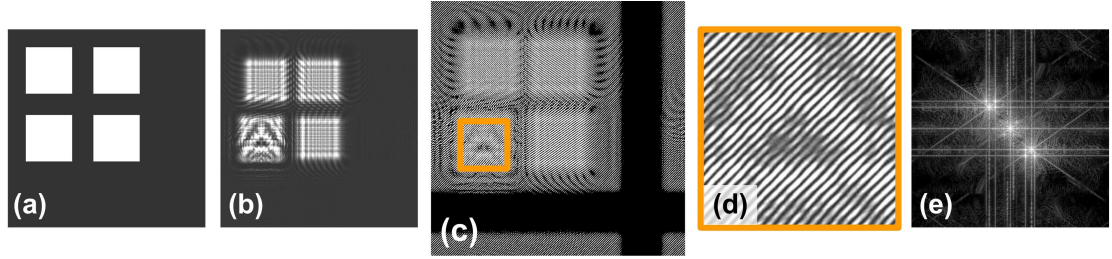


Abbildung 3: Numerisch modellierter Off-axis Aufnahmeprozess. Die Objektwellenfront (a) propagiert in die Kameraebene (b) und wird hier mit einer verkippten und deshalb in der Kameraebene lateral verschobenen Referenzwelle zum Hologramm überlagert (c). Es ist eine räumliche Trägerschwingung induziert (d), so dass im Fourier-Spektrum (e) die drei Hologrammanteile reale Objektwelle, virtuelle Objektwelle und ungebeugter Anteil voneinander getrennt sind.

zugswellenlänge $\lambda_2 = 783 \text{ nm}$. Dem Beleuchtungsfeld wird in der Objektebene eine zur Objektform äquivalente Phasenverteilung aufgeprägt (Abb. 3a). Das den Objekt-Kamera-Abstand propagierte Objektfeld (Abb. 3b) interferiert in der Kameraebene mit einer räumlich versetzten ebenen Referenzwelle zum Hologramm (Abb. 3c). Dieses Hologramm zeigt eine räumliche Trägerschwingung (Abb. 3d), aus dessen Lage im Ortsfrequenzraum (Abb. 3e) der Off-axis-Winkel abgeleitet werden kann. Die Trägerkoordinaten liegen bei (403,403) und (623,623). Der Träger mit den zentralen Koordinaten (513,513) hat also einen Abstand zur Nullfrequenz von 110 Pixel. Mit dem kleinsten Frequenzschritt $\Delta\nu$ kann der Betrag des Trägerwellenvektors $|\vec{\Delta k}|$

$$\Delta\nu = \frac{1}{N \Delta x} = 81,4 \text{ m}^{-1} \quad \leadsto \quad |\vec{\Delta k}| = 2\pi \Delta\nu \cdot 110 = 56260 \text{ m}^{-1} \quad (\text{B.1})$$

berechnet und der bei der Erzeugung festgelegte Off-axis-Winkel

$$\alpha_{\text{off}} = 2 \arcsin \left[\frac{|\vec{\Delta k}|}{2|\vec{k}|} \right] = 0,4^\circ \quad (\text{B.2})$$

wiedergewonnen werden. Die Kenntnis des aus dem Off-axis-Winkel resultierenden räumlichen Trägers ist besonders für eine automatisierte Korrektur der Phasenrekonstruktion essentiell (Anhang C). Weiter zeigt sich, dass im Hologramm (Abb. 3c) die verkippte Referenzwelle nach 0,3 m Propagation 2,1 mm = 180 Pixel gegenüber der Objektwellen versetzt ist. Die nutzbare Interferenzfläche ist deshalb eingeschränkt.

C. Rekonstruktionskorrekturen

C.1 Finden des Objektabstandes

Im Allgemeinen kann der Abstand d zwischen Objekt- und Kameraebene nicht exakt gemessen werden. Der richtige Rekonstruktionsabstand ist aber für die Vermeidung von Phasenfehlern in der interferometrischen Auswertung wichtig. Um den richtigen Rekonstruktionsabstand zu finden wird eine Rekonstruktionsserie mit diskret variierendem Abstand berechnet. Die Schrittweite wird mit $\Delta d = 0,5 \text{ mm}$ festgelegt. Dazu wurde die Schärfentiefe einer Abbildung mit einem Hologramm der Kantenlänge D_H durch eine Linse mit dem Radius D_H angenähert und nach [18] zu

$$z_{\min} \approx \frac{1}{2} \frac{d}{D_H/2} \lambda > 1 \text{ mm} \quad (\text{C.1})$$

abschätzt. Aus einer mit kontinuierlich variierendem Rekonstruktionsabstand berechneten Serie wird mit bloßem Auge der Abstand maximaler Abbildungsschärfe ausgewählt. Diese Art der Fokusbestimmung ist üblich, weil das Auge in dieser vergleichenden Analyse sehr verlässlich ist. Für automatisierte Auswertroutinen muss diese Fähigkeit des Auges nachgebildet werden. Zur Bestimmung der Kantenschärfe als Maß für die Abbildungsschärfe wurden verschiedene Autofokusroutinen nach Langehanenberg et al. [91, 92] implementiert. Deren Zuverlässigkeit hängt allerdings stark von der Art der Bildinformation ab. Eine zuverlässige Routine für den allgemeinen Einsatz in einer automatisierten Auswertung konnte in den Untersuchungen nicht gefunden werden. In der Serienauswertung wurde der Rekonstruktionsabstand für das erste, ein mittleres und das letzte Hologramm manuell bestimmt. Der bestimmte Mittelwert wird zur Rekonstruktion der Serie zugrundegelegt. Für alle Serienergebnisse dieser Arbeit war die Abweichung der drei Rekonstruktionsabstände immer kleiner als die oben abgeschätzte Schärfentiefe des Hologramms.

Die Zuverlässigkeit der Bestimmung des Objektabstandes konnte mit synthetisierten Hologrammen (Anhang B) verifiziert werden. Unterschiedliche Abstände konnten auf die oben festgelegte Schrittweite genau detektiert werden.

C.2 Phasenkorrektur

Durch den großen Vorteil des direkten Zugriffs auf die Phase des rekonstruierten Objektwellenfeldes ist natürlich auch ihre Manipulation möglich. So können sehr komplexe Phasenkorrekturen auf der Grundlage von Objektmodellen umgesetzt werden. Zur Korrektur von Abbildungsfehlern mit Hilfe von Zernike-Polynomen wurde beispielsweise 2006 von Colomb et al. [93] die Numerisch-Parametrische Linse (numerical parametric lens [NPL]) entwickelt. Kern aller Korrekturen ist die numerische Erzeugung einer Korrekturmatrix \mathbf{C}_{mn} , die mit der komplexen Objektmatrix elementweise

$$\mathbf{O}_{mn}^{\text{corr}} = \mathbf{O}_{mn} \mathbf{C}_{mn} \quad (\text{C.2})$$

zum korrigierten Objektfeld $\mathbf{O}_{mn}^{\text{corr}}$ multipliziert wird.

Die holographische Aufnahme im Rahmen der hier entwickelten Methode kommt ohne abbildende optische Elemente aus. So kann sich die Phasenkorrekturmatri

$$\mathbf{C}_{m\,n} = \exp \left[-i\,2\pi \left(\frac{p_{x0}}{N} + \frac{p_{x1}}{N} m + \frac{p_{y0}}{N} + \frac{p_{y1}}{N} n \right) \right] \quad (\text{C.3})$$

auf die lineare Korrektur beschränken. Die Parameter der Phasenbasislinie p_{x0} und p_{y0} werden so gewählt, dass die Objektstruktur im Phasenbereich $[-\pi, \pi)$ der holographischen Wellenlänge ohne Phasensprünge abgebildet wird. Begründet durch das Verschiebungstheorem der Fourier-Transformation

$$\mathcal{F}^{-1} \{G(\nu_x - a, \nu_y - b)\} = \mathcal{F}^{-1} \{G(\nu_x, \nu_y)\} e^{-i\,2\pi(x\,a + y\,b)} = g(x, y) e^{-i\,2\pi(x\,a + y\,b)} \quad (\text{C.4})$$

geben die Parameter p_{x1} und p_{y1} die genaue Lage des räumlichen Trägers im Fourier-Spektrum des Hologramms an. Dieser Träger ist um die Koordinaten $(\pm a, \pm b)$ aus der Null der Fourier-Darstellung verschoben. Daraus resultiert ein linearer Phasenterm im Ortsraum, der direkt die Trägerkoordinaten enthält. Durch genaue Bestimmung der spektralen Lage des holographischen Trägers kann in einer automatisierten Routine der lineare Phasenanteil im Ortsraum der Rekonstruktion korrigiert werden.

C.3 Korrektur der lateralen Position

Für eine optimale Auswertung und vor allem die exakte Ausrichtung der Rekonstruktionen zueinander wird die Korrektur der lateralen Position notwendig. Grundlage dieses Korrekturschrittes ist wieder das Verschiebungstheorem der Fourier-Transformation. Die elementeweise Multiplikation der Rekonstruktion im Ortsfrequenzraum

$$\mathbf{O}_{m\,n}^{\text{corr}} = \text{IFFT} \left[\text{FFT} [\mathbf{O}_{m\,n}] \mathbf{C}_{m\,n}^{\text{fft}} \right] \quad (\text{C.5})$$

mit der linearen Korrekturmatri

$$\mathbf{C}_{m\,n}^{\text{fft}} = \exp \left[-i\,2\pi \left(\frac{q_{x1}}{N} m + \frac{q_{y1}}{N} n \right) \right] \quad (\text{C.6})$$

verschiebt die laterale Position der Rekonstruktion, ohne ihren Inhalt zu verändern. Die Parameter q_{x1} und q_{y1} legen direkt die Größe der Verschiebung im Ortsraum in Pixel-Einheiten festgelegt. Für diese Verschiebung ist man nicht an die Ganzzahligkeit gebunden, weil die Bildinformation durch die Fourier-Rücktransformation automatisch interpoliert wird [94].

D. Ergänzende Bemerkungen zur Auswertung der adaptiven Linse

D.1 Fourier-Filterung

Zur Separation der Objektinformation wurde in dieser Arbeit bislang die durch die Off-axis Geometrie der Aufnahme gegebene Möglichkeit der räumlichen Filterung im Fourier-Raum des Hologramms genutzt. Das Hologramm einer Linse ist das Ergebnis der Überlagerung der sphärischen Objektwellenfront und der ebenen Wellenfront der Referenz. Es entstehen sehr hohe Ortsfrequenzen und damit ein sehr ausgedehntes Fourier-Spektrum des Hologramms, in dem sich die drei Anteile des Hologramms großflächig überlagern. Eine gewöhnliche Separation durch das Setzen einer Blende, ist hier nicht möglich. Es wurden verschiedene andere Manipulationen der Fourier-Ebene und der numerischen Propagation untersucht. Durch das Setzen eines ausgedehnten cos-Filters in der Fourier-Ebene konnte bei Erhalt der lateralen räumlichen Auflösung eine nur wenig gestörte Rekonstruktion erreicht werden. Mit diesem Fenster wird eine Unterdrückung der zentralen Information des Raumspektrums erreicht, die den störenden Beugungsterm nullter Ordnung und des Überlapps der Zwillingsbilder enthält.

D.2 Zero-Padding

Das gefilterte Hologramm enthält keinen Beugungsterm nullter Ordnung aber immer noch die Information des Zwillingsbildes. Während der numerischen Propagation mit dem Faltungsansatz vergrößert sich die vom divergierenden Zwillingsbild eingenommene Fläche über die Ränder der Rekonstruktion hinaus. Die Information wird aufgrund der periodischen Eigenschaften der Fourier-Transformation an der jeweils gegenüberliegenden Seite fortgesetzt. Das kann verhindert werden, wenn das Hologramm vor der Propagation vergrößert wird. Die Hologramme der Sequenz werden durch die Erweiterung mit Nullen auf 2048×2048 Pixel vergrößert. So als wäre der Kamerasensor zweimal größer. Die propagierte Information bekommt mehr Fläche. Die Pixelgröße und damit die Auflösung wird dabei nicht verändert. Nach der Rekonstruktion wird die Information in der Objektebene wieder auf 1024×1024 beschnitten.

D.3 Bestimmung der Linsenkrümmung

Für die Diskussion der rekonstruierten Linsenform wird das Phasenverhalten einer idealen Linse bestimmt. Die ideale Linse beeinflusst nur die Phase des transmittierenden Lichts. Eine dünne homogene sphärische Linse als Modell der untersuchten adaptiven Linse prägt dem Phasenverlauf einen sphärischen Phasenteil auf, der parabolisch angenähert werden kann [12]. Dieser übersetzt sich durch die Phasendifferenzbildung mit der synthetischen Wellenlänge Λ in

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\Lambda f} (x^2 + y^2). \quad (\text{D.1})$$

Der aus Gl. 2.50 berechnete optische Weglängenunterschied kann dann auch durch

$$\delta = \frac{1}{2f} (x^2 + y^2) \quad (\text{D.2})$$

ausgedrückt werden. So wird über eine parabolische Kurvenanpassung der berechneten optischen Wegdifferenz (Abb. 5.25) die Bestimmung der Brennweite aus der rekonstruierten Differenzphasenverteilung möglich. Die Linse besitzt nur eine dynamisch gekrümmte Linsenfläche. Für eine solche plan-konvex-Linse vereinfacht sich die sogenannte Linsenmacher-Gleichung [88] zur Bestimmung des Krümmungsradius R :

$$R = \Delta n \cdot f. \quad (\text{D.3})$$

E. Abkürzungen

Abkürzung	Erklärung
AOPDF	Akusto-Optischer Programmierbarer Dispersiver Filter
CDD	Charge-Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CPA	Chirped Pulse Amplification
CW	Continuous Wave
DHEMI	Digital-holographische Einzelimpuls-Mehr-Wellenlängen-Interferometrie
EMCCD	Electron Multiplying Charge-Coupled Device
FFT	Fast Fourier Transformation
FWHM	Full Width at Half Maximum
GD	Group Delay
GDD	Group Velocity Dispersion
COD	Catastrophic Optical Damage
HWP	Halbwellenplatte
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device
IFFT	Inverse Fast Fourier Transformation
PDMS	Polydimethylsiloxan
PST	Polarisationsstrahlteiler
QE	Quanteneffizienz
RMS	Root Mean Square
ST	Strahlteiler
TOD	Third Order Dispersion

Literaturverzeichnis

- [1] GABOR, D.: A New Microscopic Principle. In: *Nature* 161 (1948), Nr. 4098, S. 777 – 778
- [2] GABOR, D.: Microscopy By Reconstructed Wave-Fronts. In: *Proceedings Of The Royal Society Of London Series A-Mathematical And Physical Sciences* 197 (1949), Nr. 1051, S. 454 – 487
- [3] LEITH, E. N. ; UPATNIEKS, J.: Reconstructed Wavefronts and Communication Theory. In: *J. Opt. Soc. Am.* 52 (1962), Nr. 10, S. 1123–1128
- [4] POWELL, R. L. ; STETSON, K. A.: Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction. In: *J. Opt. Soc. Am.* 55 (1965), Nr. 12, S. 1593–1597
- [5] STETSON, K. A. ; POWELL, R. L.: Interferometric Hologram Evaluation and Real-Time Vibration Analysis of Diffuse Objects. In: *J. Opt. Soc. Am.* 55 (1965), Nr. 12, S. 1694–1695
- [6] GOODMAN, J. W. ; LAWRENCE, R. W.: Digital image formation from electronically detected holograms. In: *Applied Physics Letters* 11 (1967), Nr. 3, S. 77–79
- [7] SCHNARS, U. ; JÜPTNER, W.: Principles of direct holography for interferometry. In: JÜPTNER, W. (Hrsg.) ; OSTEN, W. (Hrsg.): *FRINGE '93 Proc. 2nd International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns*. Berlin : Akademie, 1993, S. 115–120
- [8] SCHNARS, U. ; JÜPTNER, W.: Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. In: *Appl. Opt.* 33 (1994), Nr. 2, S. 179–181
- [9] KREIS, Th.: *Academie Verlag series in optical metrology*. Bd. 1: *Holographic interferometry: principles and methods*. Berlin : Akademie Verlag GmbH, 1996
- [10] SCHNARS, U. ; KREIS, T. M. ; JÜPTNER, W. P. O.: Digital recording and numerical reconstruction of holograms: reduction of the spatial frequency spectrum. In: *Optical Engineering* 35 (1996), Nr. 4, S. 977–982
- [11] CHARRIÈRE, F. ; RAPPAZ, B. ; KÜHN, J. ; COLOMB, T. ; MARQUET, P. ; DEPEURSINGE, C.: Influence of shot noise on phase measurement accuracy in digital holographic microscopy. In: *Opt. Express* 15 (2007), Nr. 14, S. 8818–8831
- [12] GOODMAN, J. W.: *Introduction to Fourier Optics*. 3. Roberts & Company Publishers, 2005

- [13] LAUTERBORN, W. ; KURZ, T.: *Coherent Optics: fundamentals and applications*. 2. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2003
- [14] SCHNARS, U. ; JÜPTNER, W.: *Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*. Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [15] CUCHE, E. ; MARQUET, P. ; DEPEURSINGE, C.: Spatial Filtering for Zero-Order and Twin-Image Elimination in Digital Off-Axis Holography. In: *Appl. Opt.* 39 (2000), Nr. 23, S. 4070–4075
- [16] JÄHNE, B.: *Digitale Bildverarbeitung*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [17] BRIGHAM, E. O.: *FFT-Anwendungen*. Oldenbourg Verlag, 1997
- [18] BORN, M. ; WOLF, E.: *Principles of Optics*. 7. London, New York, Paris, Los Angeles : Pergamon Press, 1999
- [19] KEBBEL, V.: Untersuchungen zur Erzeugung und Propagation ultrakurzer optischer Bessel-Impulse. In: VOLLERTSEN, F. (Hrsg.) ; JÜPTNER, W. (Hrsg.): *Strahltechnik* Bd. 25. Bremen : BIAS Verlag, 2004, S. 95
- [20] KREIS, Th. M. ; ADAMS, M. ; JUEPTNER, W. P. O.: Methods of digital holography: a comparison. In: GORECKI, Christophe (Hrsg.): *Optical Inspection and Micromasurements II* Bd. 3098, SPIE, 1997, S. 224–233
- [21] BRIGHAM, E. O.: *The fast fourier transform*. Prentice-Hall, 1974
- [22] GERCHBERG, R. W. ; SAXTON, W. O.: A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures. In: *Optik* 35 (1972), Nr. 2, S. 237–246
- [23] KOLENOVIĆ, E.: *Untersuchung zur Kopplung von Intensität und Phase in monochromatischem Licht*, Universität Bremen, Diss., 2006
- [24] FALLDORF, Claas ; HEIMBACH, Yvonne ; KOPYLOW, Christoph von ; JÜPTNER, Werner: Efficient reconstruction of spatially limited phase distributions from their sheared representation. In: *Appl. Opt.* 46 (2007), Nr. 22, S. 5038–5043
- [25] SALEH, B. E. A. ; TEICH, M. C.: *Fundamentals of Photonics*. New York, Chichester, Brisbane : John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [26] LEITH, E. N. ; LYON, P. A. ; CHEN, H.: Imaging problems with femtosecond-pulse holography. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 8 (1991), Nr. 7, S. 1014–1018
- [27] TAKEDA, Mitsuo: Spatial-carrier fringe-pattern analysis and its applications to precision interferometry and profilometry: An overview. In: *Industrial Metrology* 1 (1990), Nr. 2, S. 79–99

- [28] KREIS, Dr. T.: *Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods*. WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA, 2005
- [29] HILDEBRAND, B. P. ; HAINES, K. A.: Multiple-Wavelength and Multiple-Source Holography Applied to Contour Generation. In: *J. Opt. Soc. Am.* 57 (1967), Nr. 2, S. 155–157
- [30] POLHEMUS, C.: Two-Wavelength Interferometry. In: *Appl. Opt.* 12 (1973), Nr. 9, S. 2071–2074
- [31] FRIESEM, A. A. ; LEVY, U.: Fringe formation in two-wavelength contour holography. In: *Appl. Opt.* 15 (1976), Nr. 12, S. 3009–3020
- [32] WAGNER, C. ; OSTEN, W. ; SEEBACHER, S.: Direct shape measurement by digital wavefront reconstruction and multiwavelength contouring. In: *Optical Engineering* 39 (2000), Nr. 1, S. 79–85
- [33] HEFLINGER, L. O. ; WUERKER, R. F. ; BROOKS, R. E.: Holographic Interferometry. In: *Journal of Applied Physics* 37 (1966), Nr. 2, S. 642–649
- [34] TSCHUDI, T. ; YAMANAKA, C. ; SASAKI, T. ; YOSHIDA, K. ; TANAKA, K.: A study of high-power laser effects in dielectrics using multiframe picosecond holography. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 11 (1978), Nr. 2, S. 177–180
- [35] LIU, Z. ; CENTURION, M. ; PANOTOPOULOS, G. ; HONG, J. ; PSALTIS, D.: Holographic recording of fast events on a CCD camera. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), Nr. 1, S. 22–24
- [36] CENTURION, M. ; PU, Y. ; LIU, Z. ; PSALTIS, D. ; HÄNSCH, T. W.: Holographic recording of laser-induced plasma. In: *Opt. Lett.* 29 (2004), Nr. 7, S. 772–774
- [37] WANG, X. ; ZHAI, W. ; MU, G.: Pulsed digital holography system recording ultrafast process of the femtosecond order. In: *Opt. Lett.* 31 (2006), Nr. 11, S. 1636–1638
- [38] ASUNDI, A. ; SINGH, V. R.: Digital Holography for MEMS Application. In: *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*, Optical Society of America, 2009, S. JTuA2
- [39] KÜHN, J. ; COLOMB, T. ; MONTFORT, F. ; CHARRIÈRE, F. ; EMERY, Y. ; CUCHE, E. ; MARQUET, P. ; DEPEURSINGE, C.: Real-time dual-wavelength digital holographic microscopy with a single hologram acquisition. In: *Opt. Express* 15 (2007), Nr. 12, S. 7231–7242
- [40] PEDRINI, Giancarlo ; OSTEN, Wolfgang ; GUSEV, Mikhail E.: High-speed digital holographic interferometry for vibration measurement. In: *Appl. Opt.* 45 (2006), Nr. 15, S. 3456–3462

- [41] MONTFORT, F. ; MARQUET, F. ; CUCHE, E. ; ASPERT, N. ; SOLANAS, E. ; EMERY, Y. ; DEPEURSINGE, Ch.: Digital holography microscopy (DHM) operating in pulsed stroboscopic mode: a versatile metrology instrument for micro and nano technology. In: TUTSCH, Rainer (Hrsg.) ; ZHAO, Hong (Hrsg.) ; KURABAYASHI, Katsuo (Hrsg.) ; TAKAYA, Yasuhiro (Hrsg.) ; TOMANEK, Pavel (Hrsg.): *Optomechatronic Sensors and Instrumentation III* Bd. 6716, SPIE, 2007, S. 671605–671611
- [42] GROOT, Peter de ; KISHNER, Stanley: Synthetic wavelength stabilization for two-color laser-diode interferometry. In: *Appl. Opt.* 30 (1991), Nr. 28, S. 4026–4033
- [43] CARL, D. ; FRATZ, M. ; PFEIFER, M. ; GIEL, D. M. ; HÖFLER, H.: Multiwavelength digital holography with autocalibration of phase shifts and artificial wavelengths. In: *Appl. Opt.* 48 (2009), Nr. 34, S. H1–H8
- [44] KURTH, S. ; KAUFMANN, C. ; HAHN, R. ; MEHNER, J. ; DOETZEL, W. ; GESSNER, T.: A novel 24-kHz resonant scanner for high-resolution laser display. In: UREY, Hakan (Hrsg.) ; DICKENSHEETS, David L. (Hrsg.): *MOEMS Display and Imaging Systems III* Bd. 5721, SPIE, 2005, S. 23–33
- [45] WOLTER, A. ; KLOSE, T. ; HSU, S.-T. ; SCHENK, H. ; LAKNER, H.: Scanning 2D micromirror with enhanced flatness at high frequency. In: UREY, Hakan (Hrsg.) ; DICKENSHEETS, David L. (Hrsg.) ; GOGOI, Bishnu P. (Hrsg.): *MOEMS Display, Imaging, and Miniaturized Microsystems IV* Bd. 6114, SPIE, 2006, S. 61140L
- [46] HSU, S.-T. ; KLOSE, T. ; DRABE, C. ; SCHENK, H.: Two dimensional microscanners with large horizontal-vertical scanning frequency ratio for high-resolution laser projectors. In: DICKENSHEETS, David L. (Hrsg.) ; SCHENK, Harald (Hrsg.): *MOEMS and Miniaturized Systems VII* Bd. 6887, SPIE, 2008, S. 688703–688715
- [47] KNOX, W. H. ; BEISSER, F. A.: Two-wavelength synchronous generation of femtosecond pulses with <100-fs jitter. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), Nr. 14, S. 1012–1014
- [48] DE BARROS, M. R. X. ; BECKER, P. C.: Two-color synchronously mode-locked femtosecond Ti:sapphire laser. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 8, S. 631–633
- [49] LEITENSTORFER, A. ; FÜRST, C. ; LAUBEREAU, A.: Widely tunable two-color mode-locked Ti:sapphire laser with pulse jitter of less than 2 fs. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), Nr. 8, S. 916–918
- [50] FURST, C. ; LEITENSTORFER, A. ; LAUBEREAU, A.: Mechanism for self-synchronization of femtosecond pulses in a two-color Ti:sapphire laser. In: *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics* 2 (1996), Nr. 3, S. 473–479
- [51] SHELTON, R. K. ; MA, L.-S. ; KAPTEYN, H. C. ; MURNANE, M. M. ; HALL, J. L. ; YE, J.: Phase-Coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers. In: *Science* 293 (2001), S. 1286–1289

- [52] ZHANG, Z. ; DESLAURIERS, A. M. ; STRICKLAND, D.: Dual-wavelength chirped-pulse amplification system. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), Nr. 8, S. 581–583
- [53] SIEGMAN, Anthony E.: *Lasers*. Sausalito, Calif. : Univ. Science Books, 1986
- [54] LE BLANC, C. ; CURLEY, P. ; SALIN, F.: Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti: sapphire amplifiers. In: *Optics Communications* 131 (1996), Nr. 4-6, S. 391–398
- [55] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression Of Amplified Chirped Optical Pulses. In: *Optics Communications* 56 (1985), Nr. 3, S. 219–221
- [56] BRABEC, T. ; KRAUSZ, F.: Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. In: *Reviews Of Modern Physics* 72 (2000), Nr. 2, S. 545–591
- [57] HENTSCHEL, M. ; CHENG, Z. ; KRAUSZ, F. ; SPIELMANN, C.: Generation of 0.1-TW optical pulses with a single-stage Ti : sapphire amplifier at a 1-kHz repetition rate. In: *Applied Physics B-Lasers And Optics* 70 (2000), S. S161–S164
- [58] PROCTOR, Bob ; WISE, Frank: Quartz prism sequence for reduction of cubic phase in a mode-locked Ti:Al₂O₃ laser. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), Nr. 18, S. 1295–1297
- [59] SHERRIFF, R. E.: Analytic expressions for group-delay dispersion and cubic dispersion in arbitrary prism sequences. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 15 (1998), Nr. 3, S. 1224–1230
- [60] FORK, R. L. ; MARTINEZ, O. E. ; GORDON, J. P.: Negative dispersion using pairs of prisms. In: *Opt. Lett.* 9 (1984), Nr. 5, S. 150–152
- [61] HANSEL, T. ; MÜLLER, J. ; FALLDORF, C. ; KOPYLOW, C. v. ; JÜPTNER, W. ; GRUNWALD, R. ; STEINMEYER, G. ; GRIEBNER, U.: Ultrashort-pulse dual-wavelength source for digital holographic two-wavelength contouring. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 89 (2007), Nr. 4, S. 513–516
- [62] HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; GRIEBNER, U. ; FALLDORF, C. ; VON KOPYLOW, C. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C.: Digital holographic two wavelength contouring of high speed MEMS using ultrashort laser pulses. In: *Mikrosystemtechnik-Kongress, 2007*, S. 905–908
- [63] EICHLER, J. ; EICHLER, H. J.: *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendung*. 5. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2003
- [64] HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; FALLDORF, C. ; KOPYLOW, C. von ; JÜPTNER, W. ; GRIEBNER, U.: Simultaneous recording of digital holograms using a two-wavelength femtosecond laser source. In: *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest*, 2007, S. CC5_6

- [65] HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; FALLDORF, C. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C. ; KEBBEL, V. ; GRIEBNER, U.: Synthesized femtosecond laser pulse source for two-wavelength contouring with simultaneously recorded digital holograms. In: *Opt. Express* 17 (2009), Nr. 4, S. 2686–2695
- [66] MARTINEZ, O.: 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region. In: *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics* 23 (1987), Nr. 1, S. 59
- [67] MARTINEZ, O.: Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and recompression. In: *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics* 23 (1987), Nr. 8, S. 1385–1387
- [68] BACKUS, S. ; DURFEE, C. G. ; MURNANE, M. M. ; KAPTEYN, H. C.: High power ultrafast lasers. In: *Review Of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 3, S. 1207–1223
- [69] BARTELT, A.: *Steuerung der Wellenpaketdynamik in kleinen Alkalischustern mit optimierten Femtosekundenpulsen*, Freie Universität Berlin, Diss., 2002
- [70] DIELS, J. C. ; RUDOLPH, W.: *Ultrashort laser pulse phenomena: fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale*. Academic Press, Inc., 1996
- [71] SCHOTT AG: *Optisches Glas – Datenblätter*. Mainz : Schott AG, 2007 http://www.schott.com/advanced_optics
- [72] HANSEL, T. ; GRUNWALD, R. ; STEINMEYER, G. ; GRIEBNER, U. ; SCHNEIDER, F. ; WALLRABE, U.: Time-resolved two-wavelength contouring of adaptive fluidic PDMS-lenses. In: MILER, Miroslav (Hrsg.) ; HRABOVSKY, Miroslav (Hrsg.): *Holography: Advances and Modern Trends* Bd. 7358, SPIE, 2009, S. 735809–735817
- [73] HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; GRIEBNER, U. ; SCHNEIDER, F. ; WALLRABE, U.: High-Speed Contouring of an Adaptive Fluidic Lens with Two-Wavelength Single-Pulse Digital Holography. In: *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*, 2009, S. DMA6
- [74] VERLUISE, F. ; LAUDE, V. ; CHENG, Z. ; SPIELMANN, Ch. ; TOURNOIS, P.: Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), Nr. 8, S. 575–577
- [75] TOURNOIS, P.: Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. In: *Optics Communications* 140 (1997), Nr. 4-6, S. 245–249
- [76] YARIV, A. ; YEH, P.: *Optical Waves in Crystals*. New York : Wiley, 1984
- [77] KORPEL, A.: *Acousto-optics*. New York, Basel : Marcel Dekker, Inc., 1988

- [78] TWYMAN, F.: VI. Interferometers for the experimental study of optical systems from the point of view of the wave theory. In: *Philosophical Magazine Series 6* 35 (1918), Nr. 205, S. 49–58
- [79] OPPENHEIM, A. V. ; SCHAFER, R. W. ; BUCK, J. R.: *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*. Pearson Studium, 2004
- [80] HANSEL, T. ; GRIEBNER, U. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C.: Deformation measurements of high-speed MEMS with sub-picosecond pulses using combined digital holographic two-wavelength contouring and single phase reconstruction. In: SCHMID, Ulrich (Hrsg.): *Smart Sensors, Actuators, and MEMS IV* Bd. 7362, SPIE, 2009, S. 736219–736230
- [81] HANSEL, T. ; GRUNWALD, R. ; REIMANN, K. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C. ; GRIEBNER, U.: Deformation Measurements of High-Speed MEMS With Combined Two-Wavelength Single-Pulse Digital Holography and Single Phase Reconstruction Using Subpicosecond Pulses. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 15 (2009), Nr. 5, S. 1351–1358
- [82] HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; REIMANN, K. ; GRUNWALD, R. ; GRIEBNER, U.: High-Precision Contouring of Rapidly Oscillating Optical Surfaces with Two-Wavelength Single-Shot Digital Holography. In: *CLEO/Europe and IQEC 2009 Conference Digest*, 2009, S. CTuAA1
- [83] KURTH, Steffen ; KAUFMANN, Christian ; HAHN, Ramon ; MEHNER, Jan ; DOTZEL, Wolfram ; GESSNER, Thomas: Performance and reliability test of MEMS optical scanners. In: HARTZELL, Allyson L. (Hrsg.) ; RAMESHAM, Rajeshuni (Hrsg.): *Reliability, Packaging, Testing, and Characterization of MEMS/MOEMS VI* Bd. 6463, SPIE, 2007, S. 64630H
- [84] SCHNEIDER, Florian ; DRAHEIM, Jan ; KAMBERGER, Robert ; WAIBEL, Philipp ; WALLRABE, Ulrike: Optical characterization of adaptive fluidic silicone-membrane lenses. In: *Opt. Express* 17 (2009), Nr. 14, S. 11813–11821
- [85] STANFORD COMPUTER OPTICS, INC: *High speed image intensified CCD cameras*. Berkeley : Stanford Computer Optics, Inc, 2010 http://www.stanfordcomputeroptics.com/products_main.html
- [86] NADEBORN, W. ; ANDRÄ, P. ; OSTEN, W.: A robust procedure for absolute phase measurement. In: *Optics and Lasers in Engineering* 24 (1996), Nr. 2-3, S. 245–260
- [87] MANN, C. J. ; BINGHAM, P. R. ; PAQUIT, V. C. ; TOBIN, K. W.: Quantitative phase imaging by three-wavelength digital holography. In: *Opt. Express* 16 (2008), Nr. 13, S. 9753–9764
- [88] HECHT, E.: *Optics*. 4. San Francisco, Boston, New York : Addison Wesley, 2002

- [89] DMITRIEV, V. G. ; GURZADYAN, G. G. ; NIKOGOSYAN, D. N.: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. 3. Springer-Verlag, 1999
- [90] HODGSON, N. ; WEBER, H.: *Optische Resonatoren: Grundlagen, Eigenschaften, Optimierung*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 1992
- [91] LANGEHANENBERG, Patrik ; KEMPER, Bjorn ; BALLY, Gert von: Autofocus algorithms for digital-holographic microscopy. In: POPP, Jurgen (Hrsg.) ; BALLY, Gert von (Hrsg.): *Biophotonics 2007: Optics in Life Science* Bd. 6633, SPIE, 2007, S. 66330E
- [92] LANGEHANENBERG, Patrik ; KEMPER, Björn ; DIRKSEN, Dieter ; BALLY, Gert von: Autofocusing in digital holographic phase contrast microscopy on pure phase objects for live cell imaging. In: *Appl. Opt.* 47 (2008), Nr. 19, S. D176–D182
- [93] COLOMB, T. ; MONTFORT, F. ; KÜHN, J. ; ASPERT, N. ; CUCHE, E. ; MARIAN, A. ; CHARRIÈRE, F. ; BOURQUIN, S. ; MARQUET, P. ; DEPEURSINGE, C.: Numerical parametric lens for shifting, magnification, and complete aberration compensation in digital holographic microscopy. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 23 (2006), Nr. 12, S. 3177–3190
- [94] YAROSLAVSKY, L. P.: Efficient algorithm for discrete sinc interpolation. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), Nr. 2, S. 460–463

Danksagung

All denjenigen, die mich während der Zeit meiner Promotion bei der Umsetzung der vorliegenden Arbeit am Max-Born-Institut für nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie unterstützt haben, möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen.

Ganz besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Thomas Elsässer für die Möglichkeit der Promotion und die Betreuung der Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Werner Jüptner und Prof. Dr. Oliver Benson danke ich für die Begutachtung meiner Arbeit.

Für die direkte wissenschaftliche Anleitung, das Vertrauen in meine Arbeit und nicht zuletzt für die Vermittlung von Kooperationspartnern bedanke ich mich bei Dr. Uwe Griebner.

Dr. Günter Steinmeyer danke ich für die konsequent kritische Bewertung von Ergebnissen, die zahlreichen spontanen Diskussionen und die Mitwirkung an Publikationen.

Weiter möchte ich mich bei Dr. Rüdiger Grunwald bedanken, der mit seinen Ideen der Arbeit immer wieder neue Impulse gab.

Besonderer Dank gilt Christian Grebing, Jens Bethge und Sebastian Koke für die experimentelle Unterstützung, den fachlichen Austausch und das freundschaftliche Verhältnis unter den Doktoranden.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei allen Kollegen der Abteilung C2, die ein überaus angenehmes, freundliches Arbeitsklima schufen. Ich habe immer gern hier gearbeitet. Insbesondere danke ich Frau Friedrich für die vielen kleinen Handgriffe, Herrn Golschny für die rasche und präzise Umsetzung feinmechanischer Aufgabestellungen und Frau Lehmann für ihre freundliche, hilfsbereite Art.

Für meine Arbeit konnte ich auch auf die Unterstützung ausserhalb des Max-Born-Instituts zurückgreifen. Hier möchte ich Dr. Volker Kebbel besonders erwähnen und mich für die anregenden, zielführenden Diskussionen am Telefon bedanken.

Den Mitarbeitern des Bremer Instituts für angewandte Strahltechnik danke ich für die technische Unterstützung und insbesondere Claas Falldorf für die geduldige Beantwortung auch kleiner Detailfragen.

Bei Kristijan Posilović möchte ich mich für das schnelle Anfertigung eines speziellen GaAs-Wafers bedanken.

Herrn Dr. Christian Kaufmann und Herrn Jens Bonitz vom Zentrum für Mikrotechnologien an der Technischen Universität Chemnitz gebührt Dank für die Bereitstellung von Mikrosystemen und die gute Zusammenarbeit.

Auch Frau Prof. Dr. Ulrike Wallrabe und Dr. Florian Schneider vom Institut für Mikrosystemtechnik der Universität Freiburg danke ich für die erfolgreiche Zusammenarbeit

Danksagung

bei der Durchführung von Experimenten, die zu einigen zentralen Ergebnissen der Arbeit geführt haben.

Frau Dr. Sandra Hübner vom Leibniz-Institut für Katalyse e.V. an der Universität Rostock danke ich für ihre wertvolle Zeit und die zur Verfügung gestellten chemischen Mikroreaktoren.

Abschließend bedanke ich mich bei Herrn Dr. Gutsche für die sehr zeitnahe Unterstützung bei der sprachlichen Glättung der Arbeit.

Ganz persönlich bin ich meiner Verlobten Susann Burkart für Ihre unendliche Geduld und meiner kleinen Tochter Marie Luise Hansel für ihre stets gute Laune dankbar. Für die langjährige Unterstützung meiner gesamten Familie, die diese Arbeit erst ermöglicht hat, bedanke ich mich herzlichst!

Publikationen

Publikationen im Rahmen dieser Arbeit

1. HANSEL, T. ; GRUNWALD, R. ; REIMANN, K. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C. ; GRIEBNER, U.: Deformation Measurements of High-Speed MEMS With Combined Two-Wavelength Single-Pulse Digital Holography and Single Phase Reconstruction Using Subpicosecond Pulses. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 15 (2009), Nr. 5, S. 1351–1358.
2. HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; REIMANN, K. ; GRUNWALD, R. ; GRIEBNER, U.: High-Precision Contouring of Rapidly Oscillating Optical Surfaces with Two-Wavelength Single-Shot Digital Holography. In: *CLEO/Europe and IQEC 2009 Conference Digest*, 2009, S. CTuAA1
3. HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; GRIEBNER, U. ; SCHNEIDER, F. ; WALLRABE, U.: High-Speed Contouring of an Adaptive Fluidic Lens with Two-Wavelength Single-Pulse Digital Holography. In: *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*, 2009, S. DMA6.
4. HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; FALLDORF, C. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C. ; KEBBEL, V. ; GRIEBNER, U.: Synthesized femtosecond laser pulse source for two-wavelength contouring with simultaneously recorded digital holograms. In: *Opt. Express* 17 (2009), Nr. 4, S. 2686–2695
5. HANSEL, T. ; GRUNWALD, R. ; STEINMEYER, G. ; GRIEBNER, U. ; SCHNEIDER, F. ; WALLRABE, U.: Time-resolved two-wavelength contouring of adaptive fluidic PDMS-lenses, SPIE, 2009, S. 735809
6. HANSEL, T. ; GRIEBNER, U. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C.: Deformation measurements of high-speed MEMS with sub-picosecond pulses using combined digital holographic two-wavelength contouring and single phase reconstruction, SPIE, 2009, S. 736219
7. HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; GRIEBNER, U. ; FALLDORF, C. ; VON KOPYLOW, C. ; BONITZ, J. ; KAUFMANN, C.: Digital holographic two wavelength contouring of high speed MEMS using ultrashort laser pulses. In: *Mikrosystemtechnik-Kongress*, 2007, S. 905–908
8. HANSEL, T. ; STEINMEYER, G. ; GRUNWALD, R. ; FALLDORF, C. ; KOPYLOW, C. von ; JÜPTNER, W. ; GRIEBNER, U.: Simultaneous recording of digital holograms

- using a two-wavelength femtosecond laser source. In: *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest*, 2007, S. CC5_6
9. HANSEL, T. ; MÜLLER, J. ; FALLDORF, C. ; KOPYLOW, C. v. ; JÜPTNER, W. ; GRUNWALD, R. ; STEINMEYER, G. ; GRIEBNER, U.: Ultrashort-pulse dual-wavelength source for digital holographic two-wavelength contouring. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 89 (2007), Dezember, Nr. 4, S. 513–516

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Dissertation selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Thomas Hansel
Berlin, den 29.03.2010